



Harmoniques cohérentes du Laser à Electrons Libres générées à partir d'harmoniques produites dans les gaz sur le prototype de l'accélérateur SCSS

Guillaume Lambert

► To cite this version:

Guillaume Lambert. Harmoniques cohérentes du Laser à Electrons Libres générées à partir d'harmoniques produites dans les gaz sur le prototype de l'accélérateur SCSS. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00267686

HAL Id: tel-00267686

<https://theses.hal.science/tel-00267686>

Submitted on 28 Mar 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PARIS SUD
ECOLE DOCTORALE ONDES ET MATIERE

THESE
Présentée
Pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

Par

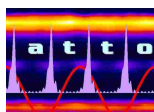
Guillaume LAMBERT

**Sujet : Harmoniques cohérentes du Laser à Electrons Libres
générées à partir d'harmoniques produites dans les gaz
sur le prototype de l'accélérateur SCSS**

Soutenue le 19 février 2008 devant la Commission d'examen :

M. J. M. ORTEGA	Président
Mme. A. L'HUILLIER	Rapporteur
M. P. ZEITOUN	Rapporteur
M. T. HARA	Examineur
Mme. S. JACQUEMOT	Examineur
Mme. M.-E. COUPRIE	Directrice de thèse
M. D. GARZELLA	Membre invité

CEA / Service des Photons Atomes et Molécules



Remerciements

Après trois ans et demi de thèse et trois laboratoires d'accueil différents, un grand nombre de personnes sont à remercier, alors pardonnez moi si j'en ai oublié certains. J'ai opté ici pour une présentation chronologique de mes remerciements.

Avant tout, je dois remercier mes parents, qui ont faits de lourds sacrifices pour m'offrir des études longues..., l'ensemble de ma famille et ma pâte d'amande pour avoir supporté ma mauvaise humeur et mon stress récurrent, ainsi que mes amis pour s'être intéressés à mon travail.

Je remercie bien sûr particulièrement Marie-Emmanuelle Couprie, responsable de thèse, et David Garzella, responsable CEA, qui ont dès le début cru en mes possibilités, qui m'ont beaucoup appris et aiguillé tout en me laissant une grande liberté.

Un de mes premiers contacts avec le monde de la recherche à l'étranger fut Luca Giannessi, chercheur italien d'une grande gentillesse avec qui j'ai beaucoup échangé et surtout reçu tout le long de ma thèse. Merci à lui.

Ma thèse a débuté au CEA de Saclay, Service des Photons Atomes et Molécules (SPAM), suite à l'obtention d'une bourse du Ministère de l'Enseignement et de la Recherche, et grâce aux efforts de Jacques Bauche, anciennement directeur de l'école doctorale Ondes et Matière et de Didier Normand, qui dirigeait le SPAM à l'époque. J'entrais alors dans le groupe Attoseconde, dirigé par Bertrand Carré, pour la réalisation et les tests des enceintes de génération d'harmoniques. Durant les 18 mois passés au CEA, j'ai côtoyé de nombreuses personnes ayant des compétences dans des domaines très variés qui m'ont apporté une aide inestimable : avant tout Michel Bougeard, qui m'a tout appris sur la construction et l'élaboration d'enceintes et de mécaniques sous vide, Bertrand Carré qui m'a consacré beaucoup de temps afin de définir l'ensemble du système, mais également pendant les périodes de tests (même à des heures parfois tardives...), et Marie Labat qui a été, notamment durant les tests, une partenaire très assidue, efficace et motivée. Je remercie l'ensemble du groupe Attoseconde et plus spécialement Patrick Monchicourt, Pascal Salières, Hamed Merdji et Pierre Breger ainsi que les thésards Willem Boutu et Marco De Gracia, puis bien d'autres personnes du SPAM, Pascal Monot, les membres du groupe Source, Jean-François Hergott, Michel Perdrix, Fabien Lepetit et plus particulièrement Olivier Gobert, et enfin Gilles Le Chevallier, Eric Caprin, Didier et Dédé qui m'ont sorti de l'embarras à de nombreuses reprises.

Dès la fin des tests, je suis parti au Japon grâce à l'obtention d'une bourse JSPS (Japan Society for the Promotion of Science) de onze mois pour rejoindre le groupe « éléments d'insertion » du RIKEN-SPring-8, dirigé par Hideo Kitamura. Merci à tout le groupe pour m'avoir accueilli. En fait, cette thèse fait suite à une collaboration avec Toru Hara, ancien thésard de Marie-Emmanuelle Couprie, qui s'est chargé notamment de mon installation au Japon et de la bonne continuité de l'expérience dans son ensemble. Merci à lui. Cette expérience n'aurait pu aboutir sans la motivation de Tsumoru Shintake et Tetsuya Ishikawa. L'installation des enceintes de génération et l'utilisation de l'accélérateur a nécessité le travail assidu, souvent en nocturne, d'un grand nombre de collaborateurs japonais, et plus particulièrement de Takanori Tanikawa, Kazuhiko Tahara et Shinobu Inoue. Je remercie de plus Kazuaki Togawa, Hitoshi Tanaka, Takeshi Tanaka, et Makina Yabashi, qui m'ont permis d'utiliser un matériel de pointe. Si la France ne m'a pas finalement manqué tant que cela, c'est assurément grâce à la grande gentillesse de Xavier-Marie Maréchal et d'Ignace Jarrige avec qui j'ai partagé quelques bons moments bien français.

A mon retour en France, j'ai finalement intégré le Groupe Magnétisme et Insertions du synchrotron SOLEIL, où j'ai rejoint Marie-Emmanuelle Couprie et Marie Labat. A la fin de mon contrat de thèse, j'ai obtenu une extension de 3 mois pour travailler à SOLEIL sur le projet ARC-EN-CIEL dans le cadre du contrat EUROFEL. Merci notamment à Jean-Marc Filhol, directeur du groupe Source, et Sabine Podgorny pour leur sympathie et leur disponibilité, ainsi qu'à M. Thomasset du laboratoire de métrologie pour les mesures effectuées sur les miroirs en SiC.

Au cours de ma thèse, j'ai également participé à d'autres expériences sur l'anneau de rayonnement synchrotron UVSOR, au Japon, où la bonne humeur et le sérieux régnaient toujours. Merci à Masahito Hosaka, Akira Motchihatchi, Mihi Shimada et Masahiro Kato.

Pour finir, je remercie mes rapporteurs Anne L'Huillier et Philippe Zeitoun, qui ont eu le courage et la gentillesse d'étudier ma thèse pendant leur vacance de Noël, ainsi que Sylvie Jacquemot et Jean-Michel Ortega pour avoir accepté de faire parti de mon jury.

Table des matières

Remerciements	1
Table des matières	3
I. Introduction.....	7
I.1. Historique et principe du Laser à Electrons Libres (LEL).....	7
I.2. Les différentes configurations de LEL.....	8
I.2.1. Oscillateur	8
I.2.2. Simple passage	9
I.2.2.i. SASE	9
I.2.2.ii. Génération d’harmoniques non linéaires	10
I.2.2.iii. Injection.....	11
I.2.2.iii.a. configuration HGHG	11
I.2.2.iii.b. injection d’harmoniques produites dans les gaz à SCSS.....	13
I.2.3. Les installations LELs dans le monde.....	15
I.3. Travail de thèse	18
II. Physique des LELs en simple passage sur accélérateur linéaire	23
II.1. Description générale	23
II.1.1. Caractéristiques du faisceau d’électrons.....	23
II.1.2. Onduleurs.....	24
II.1.3. Emission spontanée	25
II.1.4. Echange d’énergie	26
II.2. Simulations	32
II.2.1. Représentation analytique du rayonnement d’un onduleur en mode SASE, injecté et génération d’harmoniques non linéaires.....	32
II.2.1.i. Rayonnement fondamental.....	32
II.2.1.ii. Génération d’harmoniques non linéaires LELs.....	35
II.2.2. Codes numériques.....	37
III. Génération d’harmoniques produites dans les gaz	39
III.1. Concepts de base	39
III.2. Théorie.....	40
III.2.1. Réponse microscopique.....	40
III.2.2. Construction macroscopique du champ harmonique	42
III.3. Caractéristiques	43
III.3.1. Loi de coupure et nombre maximal d’harmoniques produites.....	43
III.3.2. Taux de conversion	45
III.3.3. Propriétés du rayonnement.....	47
III.4. Optimisation du signal harmonique	48
IV. Présentation de l’expérience d’injection	49
IV.1. Implantation générale.....	49
IV.1.1. Le site scientifique de SPring-8 au Japon	49
IV.1.2. Implantation spécifique à l’expérience d’injection sur le LEL.....	50
IV.2. L’installation Laser à Electrons Libres	51
IV.2.1. L’injecteur d’électrons	51

IV.2.2. Le LINAC	54
IV.2.3. L'onduleur sous vide.....	56
IV.3. Le système de génération d'harmoniques dans les gaz.....	59
IV.3.1. Le système laser utilisé pour la génération d'harmoniques	59
IV.3.1.i. L'installation laser	59
IV.3.1.ii. Adaptation du faisceau laser.....	61
IV.3.2. L'installation de génération d'harmoniques dans les gaz	66
IV.3.2.i. Vue d'ensemble	66
IV.3.2.ii. Design d'un système ultravide	75
IV.4. Le spectromètre	78
IV.4.1. Description	78
IV.4.2. Calibration des rayonnements en termes d'énergie par impulsion et de brillance...	81
V. Caractérisation de la source harmonique d'injection.....	87
V.1. Caractérisation des 3 ^{ème} et 13 ^{ème} harmoniques	87
V.1.1. Paramètres d'optimisation de la génération	88
V.1.2. Profils transverses.....	92
V.2. Caractérisation de la 5 ^{ème} harmonique.....	95
V.2.1. Distributions spectrale et verticale	95
V.2.2. Stabilité de l'émission	97
V.2.3. Paramètres d'optimisation de la génération	101
V.3. Tentative d'évaluation de la réflectivité réelle des miroirs en SiC à 160 nm.....	106
V.4. Niveau d'injection harmonique	107
VI. Superposition des faisceaux d'électrons et harmonique	111
VI.1. Superposition transverse	111
VI.1.1. Conception d'un système adapté au recouvrement	111
VI.1.1.i. Propagation du faisceau d'électrons	111
VI.1.1.ii. Propagation des faisceaux laser et harmonique	111
VI.1.2. Principe de l'alignement des faisceaux	116
VI.1.3. Recouvrement et facteur de recouvrement.....	118
VI.1.3.i. Recouvrement théorique	118
VI.1.3.ii. Recouvrement expérimental	120
VI.2. Synchronisation temporelle.....	129
VII. Caractérisation du rayonnement LEL en mode injecté	135
VII.1. Amplification de la source harmonique à 160 nm	136
VII.1.1. Niveaux d'amplification	137
VII.1.2. Distribution verticale	142
VII.1.3. Distribution spectrale.....	145
VII.1.4. Variations tir à tir	150
VII.1.4.i. Une section d'onduleur.....	150
VII.1.4.ii. Deux sections d'onduleur.....	162
VII.1.5. Conclusions.....	169
VII.2. Amélioration des propriétés de la source LEL en mode injecté à 160 nm et génération d'harmoniques LELs non linéaires à 54 nm et 32 nm.....	170
VII.2.1. Niveaux d'amplification	172
VII.2.2. Distribution verticale	177
VII.2.2.i. Rayonnement fondamental.....	177
VII.2.2.ii. Rayonnement harmonique LEL	179
VII.2.3. Distribution spectrale.....	181
VII.2.3.i. Rayonnement fondamental.....	181

VII.2.3.ii. Rayonnement harmonique LEL	182
VII.2.4. Variations tir à tir	185
VII.2.4.i. Rayonnement fondamental.....	185
VII.2.4.ii. Rayonnement harmonique LEL	193
VII.2.5. Conclusions.....	198
Conclusions et perspectives	201
Annexes	205
<i>Annexe 1 : Evaluation de l'énergie du faisceau d'électrons</i>	207
<i>Annexe 2 : Le détecteur de pression de gaz injecté</i>	211
<i>Annexe 3 : Caractérisation des miroirs en SiC</i>	213
<i>Annexe 4 : Variations de la charge des paquets d'électrons</i>	217
Table des notations	219
Références	223

I.Introduction

I.1.Historique et principe du Laser à Electrons Libres (LEL)

En 1977 l'équipe de J. Madey à Stanford (USA) obtient pour la première fois un nouveau type de laser : le « Laser à Electrons Libres » (LEL) [1]-[2]. C'est une source de rayonnement synchrotron [3], rendue cohérente et capable de produire de fortes puissances crêtes dans un domaine spectral allant des ondes millimétriques aux rayons X. Le LEL se distingue des lasers traditionnels par son milieu amplificateur : un faisceau d'électrons relativistes de haute énergie. Celui-ci est composé d'une suite de paquets d'électrons produits par un accélérateur de particules. L'accélérateur d'électrons peut être soit circulaire, comme le premier LEL fonctionnant sur anneau de stockage qui fut réalisé à ACO (LURE, France) en 1983 [4], soit linéaire, comme ce fut le cas pour l'expérience de J. Madey [2], il est alors appelé LINAC (LINear ACcelerator). Les électrons arrivent ensuite dans une structure magnétique périodique permanente appelée « onduleur » [5]-[8] (section II.1.2). Les électrons, sous l'effet du champ magnétique ainsi produit, acquièrent une vitesse transverse et émettent alors spontanément du rayonnement synchrotron. Durant l'interaction entre le faisceau d'électrons et l'onde électromagnétique ainsi obtenue, le paquet d'électrons est modulé en énergie. Ce phénomène se transforme progressivement, tout au long du parcours du paquet dans l'onduleur, en une modulation périodique de la densité électronique, qui met en phase les trains d'onde émis par chaque électron, et qui crée ainsi la cohérence de la source. L'échange d'énergie s'accompagne finalement d'une amplification conduisant à l'effet laser.

L'intérêt du LEL est que toute longueur d'onde peut être, en principe, amplifiée, contrairement aux lasers habituels dont la longueur d'onde est fixée par les niveaux atomiques du milieu amplificateur. En effet, la longueur d'onde du rayonnement synchrotron, i. e. la longueur d'onde de résonance de l'émission spontanée de l'onduleur, $\lambda_{r,p}$ (avec p l'ordre harmonique), varie pour un LEL de façon continue, avec λ_0 la période spatiale de l'onduleur, γ_0 l'énergie normalisée d'un faisceau d'électrons (par rapport à l'énergie au repos des électrons : 0,511 MeV) et K le paramètre de déflexion d'un onduleur dit « plan » (section II.1.2) selon :

$$(I-1) \quad \lambda_{r,p} = \frac{\lambda_0}{2p\gamma_0^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right)$$

$$(I-2) \quad \text{où } \gamma_0 = \frac{E(\text{MeV})}{0,511}$$

E étant l'énergie d'un faisceau d'électrons.

$$(I-3) \quad \text{et} \quad K = 0,094 \lambda_0 (mm) B_0 (T)$$

Avec B_0 le champ magnétique crête de l'onduleur.

Un grand nombre de fréquences harmoniques peuvent être émises, p correspondant au numéro de l'harmonique considérée ($p=1$ pour le fondamental).

Un tel dispositif présente l'avantage d'offrir une large accordabilité en longueur d'onde, typiquement de une à deux décades avec une même installation et la possibilité d'atteindre des longueurs d'onde allant de l'infrarouge aux rayons X, performances difficilement réalisables avec un laser traditionnel. Le LEL permet aussi de produire de fortes puissances crêtes, des impulsions femtosecondes avec des taux de répétition variés. Le LEL est donc un outil remarquable pour réaliser un grand nombre d'expériences dans des domaines très variés [9]-[12], telles que l'étude des cinétiques rapides et des phénomènes non linéaires. La largeur spectrale relative, de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-4} , permet de réaliser des expériences de spectroscopie non linéaire dans les domaines de la chimie, la biophysique, la physique du solide et la physique des surfaces.

L'inconvénient majeur d'un LEL réside souvent dans son prix et sa taille. Il nécessite en effet l'installation d'un accélérateur de particules, des blindages de protection contre les rayonnements ionisants et des salles aménagées pour les utilisateurs ; sa mise en place en laboratoire n'en est rendue que plus difficile. De plus, le gain du processus d'amplification étant inversement proportionnel au cube de l'énergie des électrons, l'obtention de l'effet laser présente plus de difficultés dans le domaine de l'ultra violet et encore davantage dans le domaine des X que pour les grandes longueurs d'onde.

I.2. Les différentes configurations de LEL

I.2.1. Oscillateur

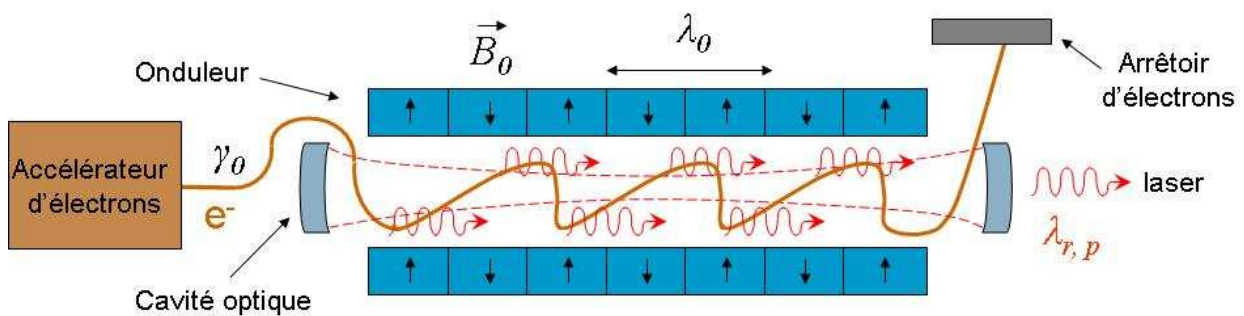


Figure I-1- Configuration Oscillateur. Coupe longitudinale. Vue de côté.

Les premiers LELs furent constitués d'un unique onduleur placé dans une cavité optique, configuration dite en « oscillateur » (Figure I-1). On peut mentionner les LELs du LURE

(France), ACO [4] dans le visible puis Super ACO [13]-[14] dans l'ultraviolet proche sur anneau de stockage, et CLIO [15]-[17] dans l'infrarouge sur accélérateur linéaire. Toujours dans le domaine infrarouge, certaines installations comme FELIX [18] au Pays-Bas, iFEL [19] au Japon et Stanford [20] aux Etats-Unis constituent de véritables centres serveurs de rayonnement laser infrarouge. Les LELs sur linac sont des sources lasers très performantes dans l'infrarouge pouvant atteindre des puissances considérables. En effet, grâce à la valeur de gain élevée, l'extraction du laser de la cavité optique peut se faire par couplage avec un trou de sortie et donne accès directement à une partie de la puissance intra-cavité. Plus récemment, les sources se sont développées jusqu'à l'ultraviolet lointain, tels le LEL japonais de UVSOR [21]-[22] et le LEL européen d'Elettra [23]-[26] (Italie) qui a généré un rayonnement à 190 nm, plus courte longueur d'onde jamais atteinte en configuration oscillateur.

Cependant, les capacités d'extension de ces LELs aux domaines VUV (« ultraviolet à vide ») et X sont limitées par le fait qu'il n'existe pas de matériau convenable pour les miroirs de la cavité optique dans ces plages spectrales de rayonnement. Le développement de miroirs pour la lithographie EUV (Extrême Ultra Violet) [27] et la récente proposition d'utiliser des miroirs diamants pour le rayonnement X [28] laissent entrevoir des alternatives.

Plusieurs voies sont actuellement explorées avec des LELs dépourvus de cavité optique où l'amplification se fait en un seul passage. Les qualités de faisceau requises sont encore plus drastiques.

1.2.2.Simple passage

1.2.2.i.SASE

En mode « SASE » (Self Amplified Spontaneous Emission) [29]-[36], l'interaction entre le paquet d'électrons et les photons émis doit être très forte, puisqu'elle se fait en un seul passage (Figure I-2). Ceci peut être réalisé grâce à un faisceau de densité électronique très élevée et un onduleur très long ; on parle alors de régime de fort gain. Bien que le rayonnement SASE fournisse un faisceau de photons de luminosité très intense, ainsi qu'un haut degré de cohérence transverse [37]-[39], ses propriétés de cohérence temporelle sont limitées [39]-[41]. En effet, en régime de SASE, la génération du bruit de rayonnement synchrotron induit une mise en paquets qui intervient aléatoirement, à différentes positions du paquet ; les profils temporel et spectral de la lumière rayonnée sont composés d'une série de sous structures, pics appelés « spikes » et présentent d'importantes fluctuations statistiques.

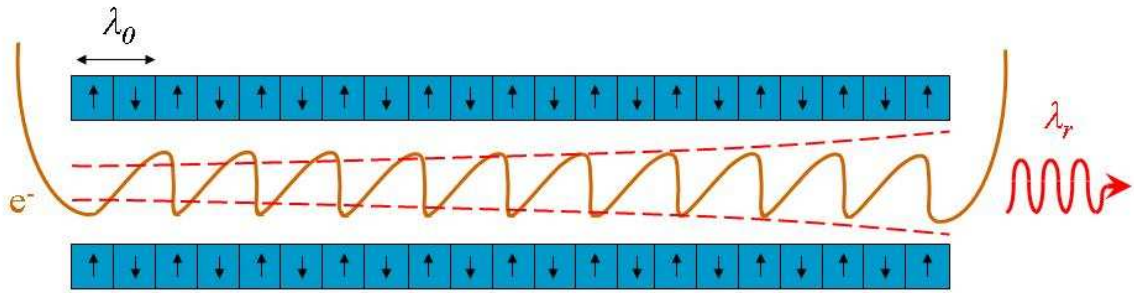


Figure I-2- Configuration SASE. Coupe longitudinale. Vue de côté.

Le phénomène de SASE a déjà été observé dans les domaines micro-ondes (2-4 mm) [42], infrarouge (600 μm) [43] et visible (530 nm) [44]. Il fut ensuite mis en évidence dans l'ultraviolet à 80 nm à DESY sur FLASH [45] (Free-electron LASer in Hamburg) avec une énergie d'accélérateur de 235 MeV [46] et sur le prototype de l'accélérateur SCSS (SPring-8 Compact Sase Source, Harima Institute) au Japon à 50 nm avec une énergie d'accélérateur de 250 MeV [47]. En 2006, l'installation FLASH a fourni un rayonnement SASE de 70 μJ à 13,7 nm (700 MeV, [48]). Très récemment une longueur d'onde de 6,5 nm [49] a même été atteinte ce qui constitue un pas très important vers l'obtention d'un laser à rayons X dans la « fenêtre de l'eau » (2,2 nm à 4,4 nm).

De nombreux autres projets de LELs, ayant pour but de générer du rayonnement SASE sont actuellement en construction : dans le domaine VUV, SPARC (Sorgente Pulsata e Amplificata di Radiazione Coerente) [50]-[52] en Italie et dans le domaine X, le XFEL japonais [47], [53]-[54] à SPring-8, le XFEL européen [55]-[57] à DESY, et LCLS (Linac Coherent Light Source) [58]-[59] aux Etats-Unis qui devrait produire un rayonnement dès 2008.

I.2.2.ii. Génération d'harmoniques non linéaires

La génération d'Harmoniques Non Linéaires (HNL, Figure I-3) [60]-[65] est une technique qui consiste en l'extraction des harmoniques cohérentes produites naturellement avec le rayonnement fondamental de l'onduleur (équation (I-1)) en régime de fort gain. Ces harmoniques présentent les mêmes caractéristiques générales que le fondamental (forte brillance, haut degré de cohérence transverse, cohérence temporelle limitée), mais sont en terme de puissance de plusieurs ordres de grandeur inférieurs.

En fait le processus de modulation en énergie au niveau du fondamental entraîne également une modulation sur les harmoniques d'ordres plus élevés (section II.2.1.ii), à la fois paires [60] et impaires. Les harmoniques impaires sont favorisées dans les onduleurs plans

(section II.1.2), car elles s'y couplent plus efficacement au mouvement ondulatoire du faisceau d'électrons [63]-[64]. La polarisation de la lumière émise est alors linéaire. Des harmoniques à la fois paires et impaires sont également produites dans les « onduleurs hélicoïdaux » (section II.1.2), avec des intensités comparables [65]. Les harmoniques paires sont en fait amplifiées par une résonance azimutale qui excite les ondes polarisées circulairement hors axe.

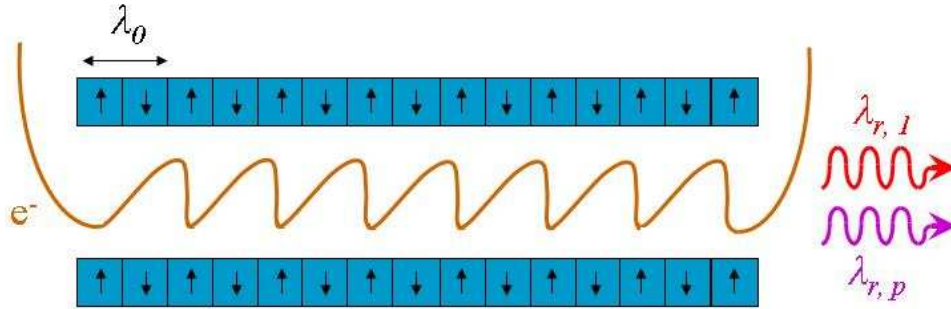


Figure I-3- Configuration génération d'harmoniques non linéaires. Coupe longitudinale. Vue de côté.

I.2.2.iii. Injection

I.2.2.iii.a. configuration HGHG

Dans la configuration « HGHG » (High Gain Harmonic Generation ou génération d'harmoniques à fort gain) [66]-[74], une source laser cohérente extérieure intense -la « seed »- est injectée dans un premier onduleur (Figure I-5), appelé modulateur, accordé sur la longueur d'onde de cette source. L'interaction avec la seed induit une modulation en énergie du fondamental et des premières harmoniques. La modulation en énergie du faisceau d'électrons est ensuite transformée en modulation longitudinale, via une section dispersive (Figure I-4, [75]) qui réalise un espace de glissement pour les paquets d'électrons. Il y règne un champ magnétique constant vertical (\vec{B}) important, qui, en déviant légèrement la trajectoire des particules chargées, va permettre aux électrons rapides, moins déviés, de rattraper les électrons lents.

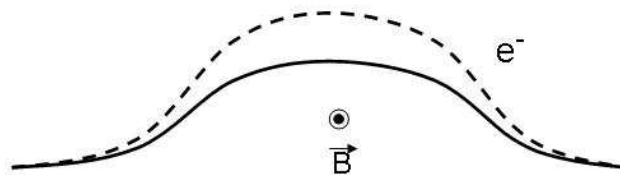


Figure I-4- Effet d'une section dispersive. \vec{B} est le champ magnétique appliqué. Vue de dessus.

Un second onduleur, appelé radiateur, dont les paramètres sont optimisés pour rayonner sur une harmonique du fondamental du premier onduleur, typiquement la 3^{ème} ou 5^{ème}, permet alors de générer un rayonnement intense à courte longueur d'onde.

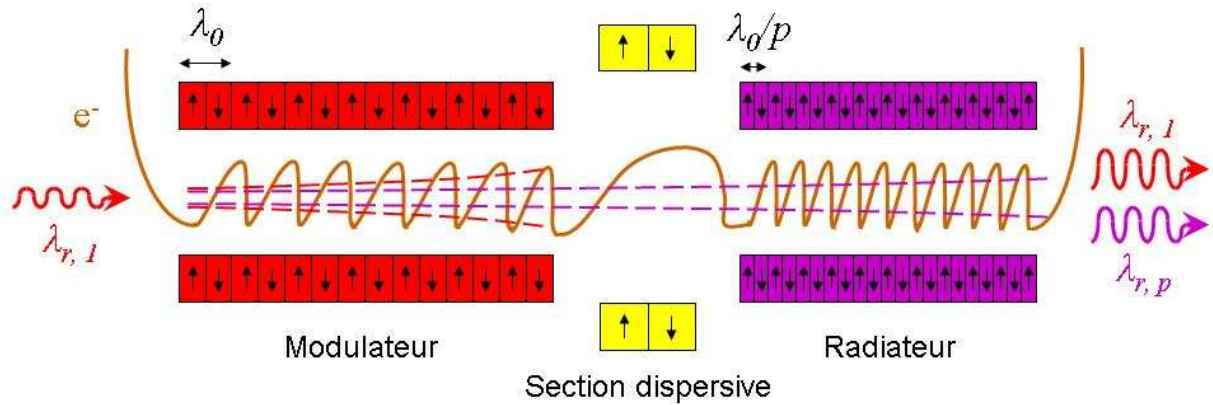


Figure I-5- Configuration HGHG. Coupe longitudinale. Vue de côté.

En 2000, au laboratoire national de Brookhaven (BNL), l'injection d'un LEL par un laser CO₂ à 10,6 μm combinée à la génération des harmoniques non linéaires LELs a été réalisée [68]-[69]. Il a été établi que le faisceau injecté a transmis ses propriétés de cohérence au rayonnement émis et a permis de diminuer la longueur de saturation donnant une source plus compacte. En effet, injecter un LEL par une source externe cohérente intense entraîne une modulation plus forte et plus rapide de la densité électronique du faisceau d'électrons qu'en rayonnement SASE. Cette configuration a également l'avantage, par rapport à ce dernier, de fournir une largeur de bande plus petite, une longueur d'onde centrale et une énergie de sortie plus stables, dépendant directement de celles de la source injectée.

D'autres sources laser d'injection ont été employées au BNL, comme le rayonnement provenant d'un Ti: Sa [72]-[73], [76] ou de sa troisième harmonique (266 nm) via des cristaux non linéaires convertisseurs de fréquences [77]-[78].

Quand l'ensemble constitué du modulateur, du radiateur et de la section dispersive, est placé dans une cavité optique, on parle alors de génération d'harmoniques cohérentes. Celle-ci a été démontrée pour la première fois sur le LEL d'ACO, donnant une impulsion laser à 105 nm [13]. La source d'injection peut être le LEL lui-même, si ce dernier dispose d'une puissance suffisamment importante, ou un laser extérieur. La génération d'harmoniques a été développée sur linac à CLIO (10 μm) [16], et sur anneau de stockage à Duke (80 nm) [79], ainsi que sur les LELs d'Elettra (160 nm) [26] et de UVSOR (200 nm) [21]-[22].

Afin d'étendre davantage la plage spectrale des LELs vers les courtes longueurs d'onde, notamment vers le VUV et le rayonnement X, un autre système a été envisagé : la « cascade ». Un LEL en cascade [66], [80]-[81] correspond à la mise en séquence de plusieurs amplificateurs LELs accordés sur une fréquence harmonique du rayonnement injecté, comme dans la configuration HGHG.

I.2.2.iii.b.injection d'harmoniques produites dans les gaz à SCSS

La présente thèse a été consacrée à la réalisation d'une expérience sur le LEL du prototype de l'accélérateur SCSS [82]-[86] dont la configuration (Figure I-6), proche de celle du HGHG, permet de générer un rayonnement à courte longueur d'onde et amplifié. Elle utilise une source extérieure tout à fait novatrice pour l'injection : la génération d'harmoniques produites dans les gaz (section I.2.2.ii). Cette source, qui génère des photons du VUV à l'XUV, permet donc d'atteindre des ordres bien plus importants que ceux obtenus dans les cristaux ; il est alors possible d'injecter à plus courtes longueurs d'onde. De plus, la source présente des propriétés remarquables telles qu'un haut degré de cohérence à la fois temporelle [87]-[89] et spatiale [90]-[92] ainsi qu'une courte durée d'impulsion (de la picoseconde à la dizaine de femtosecondes). Ici cependant, le système de rayonnement, composé de deux sections identiques d'onduleur sans section dispersive, ne permet pas de faire rayonner dans la seconde section une harmonique de la première, puisqu'il a été originalement conçu pour une configuration SASE sur laquelle a été implantée, postérieurement, une expérience de génération d'harmoniques produites dans les gaz.

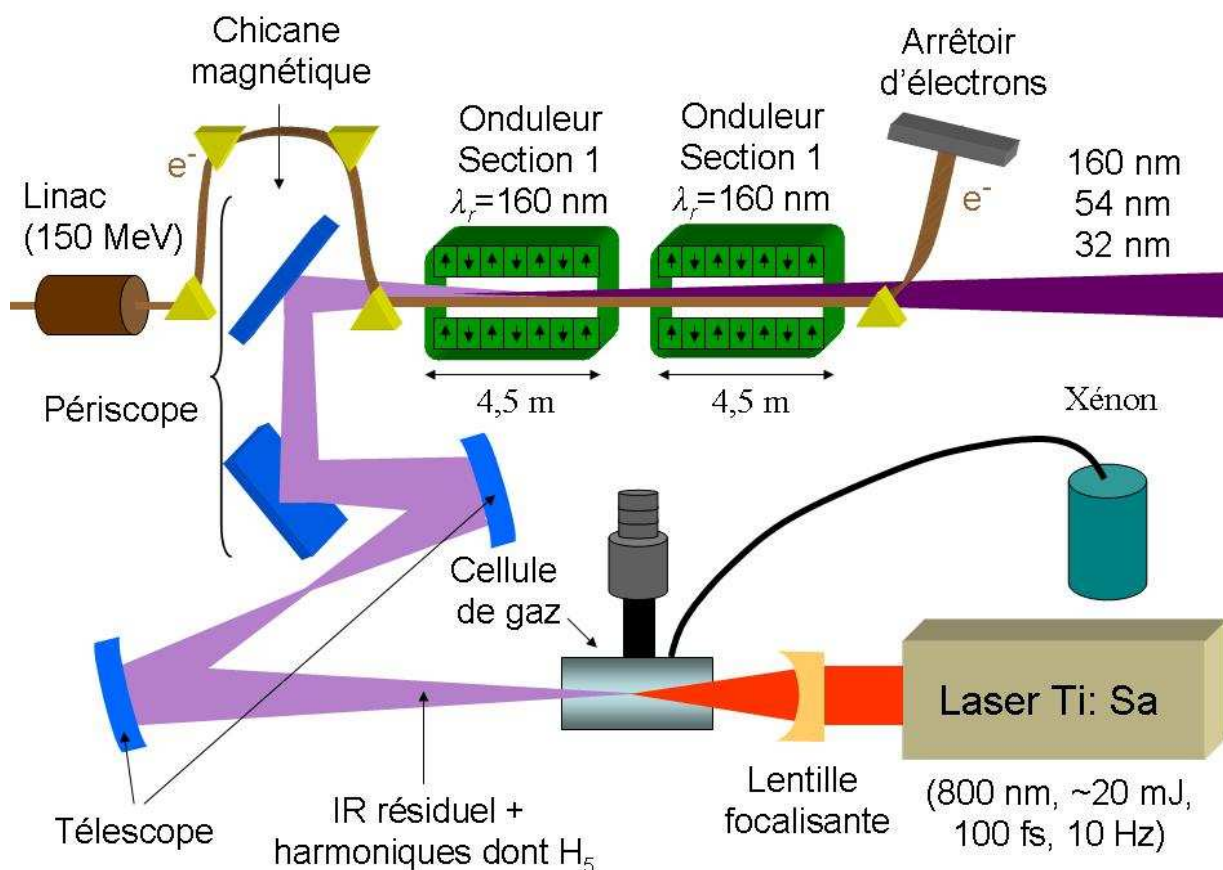


Figure I-6- Schéma général de l'expérience d'injection de la 5^{ème} harmonique (H₅) d'un laser Ti: Sa générée dans les gaz, soit 160 nm, sur le LEL du prototype de l'accélérateur SCSS.

Cette première tentative d'injection (ou de « seeding ») d'une harmonique produite dans les gaz a été effectuée à 160 nm, 5^{ème} harmonique (H_5) d'un laser Ti: Sa (800 nm) et générée dans une cellule de gaz remplie de xénon en continu. Elle a montré que le rayonnement à 160 nm pouvait être très fortement amplifié et de façon cohérente. Ce phénomène spectaculaire s'accompagne de la génération intense d'harmoniques non linéaires LELs, à 54 nm et 32 nm, respectivement les 3^{ème} et 5^{ème} harmoniques. Tous ces rayonnements ont été produits en n'utilisant qu'une seule section d'onduleur de 4,5 m de long. Chaque impulsion présente un spectre quasi Gaussien et un niveau d'intensité de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs à la même configuration mais non injectée. Quand la seconde section d'onduleur est mise en résonance, une saturation du signal injecté à 160 nm est observée, s'accompagnant d'un élargissement du spectre, alors que le signal non injecté est très fortement amplifié. En fait, celui-ci reste tout de même nettement plus faible que le niveau du signal injecté de la première section. L'injection peut donc permettre de réduire considérablement la longueur de milieu amplificateur et donc d'onduleur à utiliser pour amplifier (ici plus d'un facteur 2).

L'idée d'injecter des harmoniques produites dans les gaz sur un LEL [82]-[83], [93] a fait longtemps débat, notamment sur le niveau d'injection nécessaire pour surpasser le bruit de rayonnement synchrotron (équation (II-31)). D'autres solutions ont même été proposées pour améliorer en partie les caractéristiques du rayonnement SASE comme le « self-seeding » [94]-[96], qui n'a toujours pas à l'heure actuelle été testé expérimentalement. Dans cet arrangement, un monochromateur est placé à la sortie d'une première section d'onduleur afin de sélectionner un seul pic de l'émission SASE qui est alors réinjecté dans une seconde section, permettant ainsi la production de rayonnement X cohérent. La limitation en longueur d'onde ne tient principalement, dans le cas du self-seeding, qu'à l'obtention d'une forte énergie du faisceau d'électrons alors que sur une installation d'injection d'harmoniques produites dans les gaz, elle dépend du niveau de puissance que l'on peut générer à cette même longueur d'onde pour surpasser le bruit du rayonnement synchrotron (la génération d'harmoniques est très peu efficace dans cette bande spectrale). Cependant, les durées d'impulsions sont limitées typiquement au niveau picoseconde, de par le choix de la zone de sélection et des propriétés du monochromateur. De plus, un tel monochromateur est une installation lourde à mettre en place et un alignement très précis y est nécessaire.

Suite aux différentes propositions d'injection des harmoniques produites dans les gaz, ces dernières années, sur SCSS, sur ARC-EN-CIEL [97]-[99], puis sur SPARC [51]-[52], [83], et suite à nos premiers résultats, il existe aujourd'hui un engouement très fort dans la communauté

LEL pour ce type d'expérience. Cela a mené d'autres installations comme FLASH, dédiées au rayonnement SASE, à implanter une expérience d'injection avec des harmoniques produites dans les gaz (pour 2009) et bien d'autres projets encore à l'étude et /ou en attente de financement, tels BESSY-FEL [100]-[101] ou STARS [102], 4GLS [103]-[104], et MAX IV [105]-[106] la proposent soit comme complément au rayonnement SASE soit même comme technique principale.

1.2.3. Les installations LELs dans le monde

L'énergie des accélérateurs est le paramètre prépondérant qui permet de sélectionner le domaine spectral des LELs. Aussi, le domaine ultraviolet requiert de fortes énergies d'électrons, plus facilement obtenues sur anneaux de stockage que sur accélérateur linéaire. Pourtant comme le gain de ces installations chute dans ce domaine spectral, seul un accélérateur linéaire permet d'obtenir les fortes densités d'électrons nécessaires à la production de ce rayonnement.

La configuration oscillateur est la plus répandue. Les LELs oscillateurs ont été développés du domaine micro-ondes au domaine ultraviolet principalement sur des accélérateurs linéaires, mais aussi sur des anneaux de stockage et plus rarement encore sur des accélérateurs électrostatiques.

Les configurations injectée et SASE, plus récentes et moins représentées, sont en plein essor et promettent de générer des rayonnements intenses respectivement dans le domaine des rayons X mous et des rayons X durs.

Les différentes configurations présentent, de plus, une complémentarité intéressante en termes de longueur d'onde d'émission, de durée d'impulsion et de taux de répétition ; elles permettent ainsi de proposer un large panel d'applications scientifiques et c'est pourquoi un grand nombre de ces LELs sont dédiés à des expériences dites « utilisateur ».

Le Tableau I-1 rapporte les caractéristiques des principaux LELs existants, en construction ou les projets à travers le monde. Ces derniers sont classés par longueur d'onde de rayonnement décroissante

Tableau I-1- Caractéristiques des principales installations LELs dans le monde. ERL est utilisé pour « Energy Recovery Linac » [107] et IHG pour « Injection d'Harmoniques produites dans les Gaz ». Lab. et config. sont les contractions de laboratoire et configuration.

Lab.	Pays	Nom	Longueur d'onde	Type	Config.	Statuts
Installations en fonctionnement						
KAERI	Corée du sud		10 mm	Microtron électrostatique		Etude machine
JAERI	Japon		6 mm	LINAC à induction	Oscillateur	Etude machine

Chapitre I : Introduction

Université de Tel Aviv	Israël		3 mm	Electrostatique	Oscillateur	Etude machine
UCSB	USA	MM-FEL	340 μm - 2,5 mm	Electrostatique	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
ENEA	Italie		3,6 - 2,1 mm	Microtron [108]		Installation pour utilisateurs
FOM	Hollande	Fusion FEM	1,5 mm	Electrostatique	Oscillateur	Etude machine
Université de Twente	Hollande	TEU-FEL	200 - 500 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
UCSB	USA	FIR-FEL	63 - 340 μm	Electrostatique	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
FOM	Hollande	FELIX2	25 - 250 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
FZ Rossendorf	Allemagne	FELBE	15 - 200 μm	LINAC supraconducteur	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
KAERI	Corée du sud		80 - 170 μm	Microtron électrostatique		Etude machine
LCP	France	CLIO	3 - 150 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
ISIR	Japon		21 - 126 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
iFEL	Japon	5	50 - 100 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
LASTI	Japon	LEENA	65 - 75 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
Stanford	USA	FIREFLY	15 - 65 μm	LINAC supraconducteur	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
UCSB	USA	30 μ -FEL	30 - 63 μm	Electrostatique	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
iFEL	Japon	4	20 - 60 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
ILE	Japon		47 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
Université de Tokyo	Japon	UT-FEL	43 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
FOM	Hollande	FELIX1	3,1 - 35 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
IHEP	Chine	Beijing FEL	5 - 25 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
CEA - Bruyeres	France	ELSA	18 - 24 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
FZ Rossendorf	Allemagne	FELBE	3 - 22 μm	LINAC supraconducteur	Oscillateur	Installation pour utilisateurs

Chapitre I : Introduction

iFEL	Japon	1	5 - 22 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
JAERI	Japon		22 μm	LINAC supraconducteur	Oscillateur	Etude machine
LAN	USA	RAFEL	16 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
Université scientifique de Tokyo	Japon	FEL-SUT	5 - 16 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
Stanford	USA	SCA-FEL	3 - 10 μm	LINAC supraconducteur	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
Vanderbilt	USA	MK-III	2,1 - 9,8 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
Duke	USA	MK-III	1,7 - 9,1 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
LAN	USA	AFEL	4 - 8 μm	LINAC	Oscillateur	Etude machine
Université de Darmstadt	Allemagne	IR-FEL	6,6 - 7,8 μm	LINAC supraconducteur	Oscillateur	Etude machine
Jefferson Lab	USA	TJNAF	1 - 6 μm	LINAC supraconducteur	ERL	Installation pour utilisateurs
iFEL	Japon	2	1 - 6 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
Brookhaven National Laboratory	USA	DUVFEL	5,3 μm , 0,8 μm	LINAC	Oscillateur, SASE, HGHG	Etude machine
iFEL	Japon	3	230 nm - 1,2 μm	LINAC	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
Université Nihon	Japon	LEBRA	0,5 - 0,8 μm	LINAC	Oscillateur	
Elettra	Italie	VUV-FEL	180 - 660 nm	Anneau de stockage	Oscillateur	Installation pour utilisateurs
Université de Dortmund	Allemagne	Felicità 1	470 nm	Anneau de stockage	Oscillateur	Etude machine
APS	USA	LEUTL	385 nm	LINAC	SASE	
IMS	Japon	UVSOR	239 nm	Anneau de stockage	Oscillateur	Etude machine
Brookhaven National Laboratory	USA	ATF	266 nm	LINAC	SASE, HGHG	Etude machine
ETL	Japon	NIJI-IV	228 nm	Anneau de stockage	Oscillateur	Etude machine
Duke	USA	OK-5	217 nm	Anneau de stockage	Oscillateur	Installation pour utilisateurs

RIKEN SPring-8	Japon	Prototype SCSS	160 nm 54 nm 32 nm	LINAC	IHG HNL ₃ HNL ₅	Installation pour utilisateurs
Brookhaven National Laboratory	USA	NSLS	88 nm	LINAC	HGHG	Etude machine
RIKEN SPring-8	Japon	Prototype SCSS	49 nm	LINAC	SASE	Installation pour utilisateurs
DESY	Allemagne	FLASH	13 - 45 nm	LINAC	SASE	Installation pour utilisateurs
Installations en construction						
ENEA/ INFN	Italie	SPARC	160 nm	LINAC	SASE, IHG	Etude machine
Elettra	Italie	Fermi	1,2 nm	LINAC	HGHG, IHG	Installation pour utilisateurs
ENEA/ INFN	Italie	SPARX	1,5 nm - 10 nm 0,3 nm	LINAC	SASE, IHG NHG	Installation pour utilisateurs
SLAC	USA	LCLS	0,15 nm	LINAC	SASE	Installation pour utilisateurs
DESY	Allemagne	XFEL	0,086 nm - 6,4 nm	LINAC	SASE	Installation pour utilisateurs
Projets						
BESSY	Allemagne	STAR	70 - 40 nm	LINAC	SASE, IHG	
Lund	Suède	MAX-IV	266 - 32 nm	LINAC	ERL, SASE, IHG	
Daresbury	Angleterre	4GLS	10 nm	LINAC	SASE, IHG	
ENEA/ INFN	Italie	SPARX	1,5 nm	LINAC	SASE	
BESSY	Allemagne	BESSY-FEL	1,2 nm	LINAC	SASE	
Soleil	France	ARC-EN- CIEL	0,8 nm	LINAC	ERL, oscillateur, IHG, NHG	
POSTECH	Corée du sud	PAL-XFEL	0,3 nm	Anneau de stockage	SASE	

I.3.Travail de thèse

L'objectif principal de ma thèse a été d'étudier, de développer, de préparer et de tester un système de génération d'harmoniques produites dans les gaz afin de l'implanter sur le LEL du Prototype de l'accélérateur SCSS, et d'y injecter un rayonnement à 60 nm, i. e. l'harmonique 13 d'un laser Ti: Sa. Cependant, pour des raisons techniques de dernière minute (voir section IV.2.2),

nous avons été limités à l'injection de l'harmonique 5 à 160 nm. Dans le même temps, j'ai également travaillé sur le design d'une expérience d'injection à 160 nm sur le LEL italien SPARC [83], mais la construction de l'installation n'est malheureusement toujours pas finalisée en cette fin d'année 2007.

D'un point de vue expérimental, il a été nécessaire de préparer, pour chacune de ces expériences, un système de génération d'harmoniques produites dans les gaz, de mise en forme des faisceaux infra rouge et harmonique permettant également de réaliser la superposition de ce faisceau harmonique avec le faisceau d'électrons au niveau de l'onduleur. L'année 2005, au sein du Service des Photons Atomes et Molécules, groupe Attoseconde, du CEA Saclay, a donc été consacrée à élaborer scientifiquement, concevoir technologiquement et dessiner informatiquement l'ensemble de l'expérience de génération d'harmoniques. Les composants optiques et mécaniques, les systèmes de pompes pour l'ultra vide, et les diagnostics ont été choisis, notamment pour contrôler l'évolution de la distribution transverse du rayonnement au voisinage de la position correspondant à l'onduleur et donc à l'interaction avec le faisceau d'électrons. Les différents éléments ont été achetés puis assemblés pour former une toute nouvelle installation dont la viabilité a été testée avec le laser LUCA au CEA en 2006, de janvier à mars, pour préparer l'expérience à SCSS. Cela a permis de mettre au point des procédures, les plus simples et les plus rapides possibles, pour optimiser l'alignement du faisceau laser Ti: Sa dans la cellule de gaz et la génération d'harmoniques, notamment en déterminant les paramètres optimaux tels que énergie et taille du laser de génération, point de focalisation dans la cellule, pression et type de gaz. De plus, la géométrie du système de refocalisation des harmoniques au niveau de l'onduleur a été corrigée pour limiter les aberrations géométriques du faisceau harmonique lors de son recouvrement avec le faisceau d'électrons.

Dès la fin des tests, je suis parti au Japon grâce à l'obtention d'une bourse JSPS (Japan Society for the Promotion of Science) de onze mois pour rejoindre le groupe « éléments d'insertion » du RIKEN-SPring-8. L'expérience a été envoyée au Japon puis remontée. Quelques modifications mécaniques ont été apportées, et des nouveaux tests ont été réalisés après avoir ajouté un étage d'amplification sur le laser utilisé au Japon. La chambre de connexion entre le LEL et l'expérience de génération d'harmoniques produites dans les gaz a ensuite été définie. Toutes les différentes parties ont été finalement implantées sur le LEL : le transport sous vide du faisceau Ti: Sa, l'expérience de génération d'harmoniques et la chambre de connexion. Après avoir élaboré un système de mise en forme du faisceau laser et de synchronisation des faisceaux d'électrons et harmoniques, l'injection a été réalisée pour la première fois le 11 décembre 2006.

Parallèlement, j'ai participé activement à plusieurs expériences de seeding par un laser Ti: Sa qui se sont déroulées sur l'anneau de rayonnement synchrotron UVSOR, au Japon en 2005, 2006 et 2007 [21]-[22] ; ces expériences m'ont notamment permis de me familiariser avec les techniques d'alignement et de synchronisation entre un faisceau laser et un faisceau d'électrons.

A mon retour en France, j'ai finalement intégré le Groupe Magnétisme et Insertions au synchrotron SOLEIL.

D'un point de vue théorique, des représentations analytiques, des simulations 1D puis 3D, des différentes configurations LELs, ont été réalisées au cours des trois années, afin d'estimer les performances des installations SPARC, SCSS, et ARC-EN-CIEL [98], projet français de 4^{ème} génération de LEL.

La thèse se compose de sept chapitres :

1. L'introduction présente brièvement l'historique du LEL, explicite son fonctionnement global et donne les principales configurations utilisées.
2. Le chapitre 2 est consacré à la physique des LELs en simple passage sur accélérateur linéaire. On y présente plus précisément les principales grandeurs caractéristiques du faisceau d'électrons ainsi que les processus physiques LELs qui interviennent. Le comportement général peut être simulé à l'aide d'une étude analytique ou de codes de simulations numériques.
3. Dans le 3^{ème} chapitre, le processus de génération d'harmoniques produites dans les gaz est décrit et les principales propriétés du rayonnement sont explicitées.
4. Le chapitre 4 présente l'ensemble de l'expérience d'injection : l'implantation générale, les installations LELs, laser Ti: Sa et de génération d'harmoniques, ainsi que le spectromètre utilisé pour observer les différents rayonnements.
5. Le chapitre 5 traite des mesures de caractérisation des rayonnements produits par l'installation de génération d'harmoniques dans les gaz : spectre, distribution transverse et paramètres d'optimisation de la génération. Les résultats de l'expérience test réalisée en France sur les 3^{ème} et 13^{ème} harmoniques, respectivement 260 nm et 60 nm sont présentés en premier lieu, puis ensuite ceux obtenus sur la 5^{ème} harmonique, 160 nm, finalement choisie au Japon comme harmonique d'injection.
6. Dans ce chapitre sont abordés les systèmes qui permettent de réaliser le recouvrement transverse et temporel entre le faisceau harmonique et le faisceau

d'électrons au niveau de l'onduleur. Une évaluation du recouvrement spatial expérimental est également donnée.

7. Finalement, le dernier chapitre est consacré aux résultats majeurs de la thèse, i.e. la caractérisation du rayonnement LEL en mode injecté à 160 nm, obtenu avec une ou deux sections d'onduleur, puis des harmoniques LELs non linéaires 3 à 54 nm et 5 à 32 nm obtenues avec la seule première section.

II. Physique des LELs en simple passage sur accélérateur linéaire

II.1. Description générale

II.1.1. Caractéristiques du faisceau d'électrons

Le faisceau d'électrons est produit par un accélérateur linéaire, composé d'un injecteur qui génère et regroupe les électrons en paquets, de sections accélératrices qui augmentent l'énergie du faisceau afin de générer des électrons relativistes, de chicane de compression qui réduisent la longueur de ces paquets, et d'un ensemble d'éléments magnétiques destinés au transport et à la focalisation du faisceau jusqu'à l'onduleur, respectivement les dipôles et quadrupôles. Un accélérateur est caractérisé par différentes grandeurs, reliées aux caractéristiques spatiales et temporelles du faisceau accéléré.

L'ensemble des électrons, qui constituent un faisceau, circule dans un tube à vide dans lequel doit régner un vide poussé ($\sim 10^{-8}$ mbar), afin d'éviter les pertes d'électrons liées aux collisions avec des particules résiduelles.

Dans l'espace longitudinal (z, ou espace temporel), le faisceau d'électrons est constitué d'une suite de paquets séparés par un intervalle, qui peut varier de quelques nanosecondes jusqu'à 100 ms, et qui est inversement proportionnel au taux de répétition du faisceau d'électrons. Ces paquets sont caractérisés par leur durée d'impulsion ou longueur de paquet (typiquement quelques ps) et leur dispersion en énergie, i. e. l'écart type de la distribution en énergie des électrons au sein du paquet. Ces deux distributions sont généralement gaussiennes.

La trajectoire dans le plan transverse (x : horizontal, y : vertical) est régie par le principe fondamental de la dynamique ; les particules sont soumises à la force de Lorentz. Les forces magnétiques qui interviennent ont plusieurs origines. Tout d'abord, les dipôles soumettent les électrons à un champ magnétique constant vertical selon l'axe y et assurent la courbure de la trajectoire dans le plan horizontal. Sur accélérateur linéaire, les dipôles sont placés au niveau de chicane, qui permettent de compresser les paquets (Figure IV-3, [109]-[110]). Les quadrupôles, tels des lentilles, assurent la focalisation transverse des électrons, ces derniers ayant une tendance naturelle à se repousser (effets de charge d'espace). Malheureusement, les quadrupôles en focalisant selon un axe défocalisent également, mais de façon plus limitée, suivant l'autre axe et c'est pourquoi un certain nombre de ces éléments doit être utilisé. En général les mouvements transverses, dits « bêtatrons » sont assez bien découplés dans les deux directions.

L'espace transverse est caractérisé par l'émittance ε du faisceau, produit de la dimension transverse σ par la divergence angulaire σ' pour chaque direction considérée (x en horizontal et y en vertical), selon :

$$(II-1) \quad \varepsilon = \sigma(z)\sigma'(z)$$

Si l'on se place dans l'espace « des phases » (x, x') et (y, y') formé par la position des particules et l'écart angulaire ou divergence de ces dernières dans un paquet, l'émittance correspond à la surface elliptique décrite par l'ensemble des particules. Elle est constante suivant la position longitudinale.

L'enveloppe du faisceau, caractérisée essentiellement par l'émittance et les fonctions bêtatrons (β suivant x et y), peut être vue comme une distribution gaussienne dans les deux directions transverses. Les tailles et les divergences transverses rms sont les suivantes :

$$(II-2) \quad \sigma(z) = \sqrt{\beta(z)\varepsilon}$$

$$(II-3) \quad \sigma'(z) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta(z)}}$$

où ε est l'émittance telle que :

$$(II-4) \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon_N}{\gamma_0}$$

avec ε_N l'émittance normalisée et γ_0 le facteur relativiste (ou de Lorentz).

II.1.2. Onduleurs

La structure magnétique appelée onduleur est formée de deux rangées d'éléments magnétiques qui peuvent être électromagnétiques [7], supraconducteurs [6], ou dans le cas le plus couramment employé permanents [8], et dont les polarités sont alternées périodiquement à des intervalles de distance réguliers, appelés période spatiale, λ_0 .

Pour N_p périodes spatiales d'onduleur, la longueur d'onduleur vaut :

$$(II-5) \quad L_U = \lambda_0 N_p$$

Deux types d'onduleurs sont à distinguer. L'onduleur plan [8] est plus couramment employé et permet de produire un rayonnement polarisé linéairement. D'autres types d'onduleur ont été créés afin d'ajuster la polarisation du rayonnement émis (polarisations elliptiques) comme les onduleurs hélicoïdaux [5].

Pour les onduleurs plans (Figure II-1), les directions des champs magnétiques sont alternées de manière à créer un champ magnétique périodique permanent d'amplitude B_0 à la période λ_0 dirigé perpendiculairement à l'axe de propagation (z). Classiquement, les deux séries d'aimants sont

placées l'une au dessus de l'autre, la direction du champ magnétique de chaque aimant étant alors verticale (y) :

$$(II-6) \quad \vec{B}(z) = B_0 \cos\left(\frac{2\pi \cdot z}{\lambda_0}\right) \vec{u}_y$$

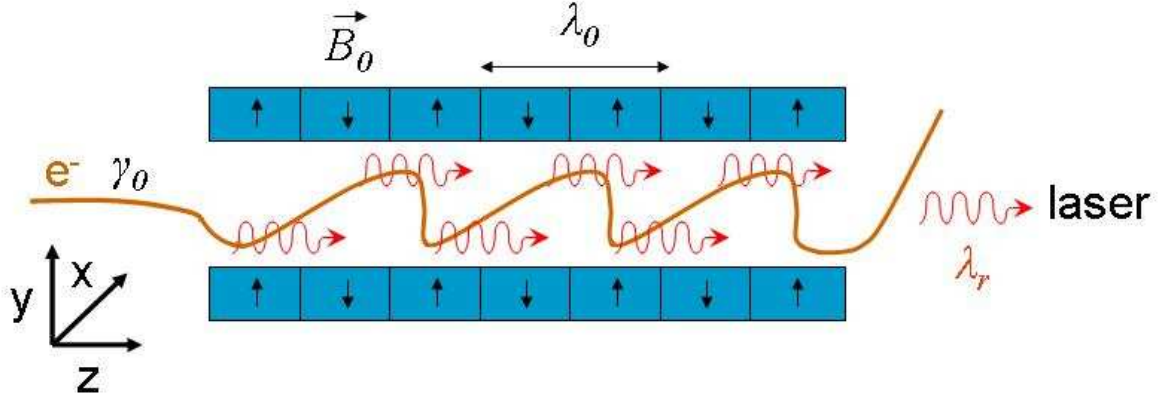


Figure II-1- Représentation schématique de la trajectoire oscillatoire du faisceau d'électrons à l'intérieur de l'onduleur.

Les électrons traversant l'onduleur sont soumis à la force de Lorentz, ajoutant ainsi une composante horizontale sinusoïdale à l'expression de leur vitesse suivant la direction x, de la forme :

$$(II-7) \quad \vec{v}_{ex}(z) = \frac{K}{\gamma_0} \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda_0}\right) \vec{u}_x$$

où K est le paramètre de déflexion :

$$(II-8) \quad K = \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi m_e c} = 0,934 B_0(T) \lambda_0(cm)$$

avec c la vitesse de la lumière et m_e la masse de l'électron.

Dans les onduleurs hélicoïdaux, les polarités des aimants sont arrangées de façon à obtenir un champ magnétique de forme hélicoïdale, dans lequel les électrons suivent une trajectoire également hélicoïdale. L'expression du paramètre de déflexion est alors légèrement différente :

$$(II-9) \quad K_{HEL} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi m_e c}$$

II.1.3. Emission spontanée

Les électrons relativistes sont accélérés transversalement et émettent un rayonnement électromagnétique appelé rayonnement synchrotron [3], [111] dans un cône d'angle $1/\gamma_0$.

L'ensemble de ces rayonnements incohérents interfère de manière constructive à la longueur d'onde de résonance λ_r (équation (I-1)).

Le rayonnement émis par une particule chargée accélérée est calculé par l'intégrale de Lienard-Wiechert [111]. La densité spectrale de puissance émise sur l'axe autour de la longueur d'onde de résonance s'exprime de la façon suivante :

$$(II-10) \quad I_{ES}(\lambda) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c} \left(\frac{KN_p \lambda_0}{\gamma_0 \lambda} \right)^2 JJ^2 \sin^2 \left(\pi N_p \left(\frac{\lambda - \lambda_r}{\lambda} \right) \right)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et e la charge d'un électron.

$$(II-11) \quad JJ = [JJ](\xi) = J_0(\xi) - J_1(\xi)$$

où $J_{0,1}(\xi)$ sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 et d'argument ξ .

$$(II-12) \quad \xi = \frac{K^2}{4(1 + K^2/2)}$$

D'après l'équation (II-10), on peut en déduire l'expression de la largeur spectrale relative à mi hauteur soit :

$$(II-13) \quad \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{FWHM} \cong \frac{1}{N_p}$$

Cependant, une telle distribution en sinus cardinal n'est valable que pour un seul électron au voisinage de l'axe d'émission, et pour un faisceau d'électrons d'émittance idéale et de dispersion en énergie nulle. Cette largeur spectrale est qualifiée d'élargissement homogène. En fait, étant donné les dispersions en angle, position et énergie dans le faisceau, un élargissement inhomogène intervient [112]. La largeur à mi-hauteur totale est donc la somme quadratique des différentes contributions.

$$(II-14) \quad \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{total} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{hom.}^2 + \sum \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{inhom.}^2}$$

II.1.4. Echange d'énergie

Lors du passage des électrons dans l'onduleur, il y a interaction entre les électrons relativistes et l'onde optique émise, menant à l'amplification de l'onde lumineuse pour une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de résonance sur l'axe de propagation. L'intensité de l'onde optique augmente alors de façon exponentielle jusqu'à atteindre la saturation (Figure II-4). Cet échange d'énergie donne lieu à une modulation en énergie du paquet d'électrons. Ce

phénomène se transforme progressivement, le long du parcours du paquet dans l'onduleur, en une modulation périodique de densité électronique à la longueur d'onde de résonance ; on parle alors de mise en « micropaquets » (Figure II-2). Ce processus va alors conduire à une mise en phase des trains d'onde émis par chaque électron, donnant ainsi la cohérence de la source LEL.

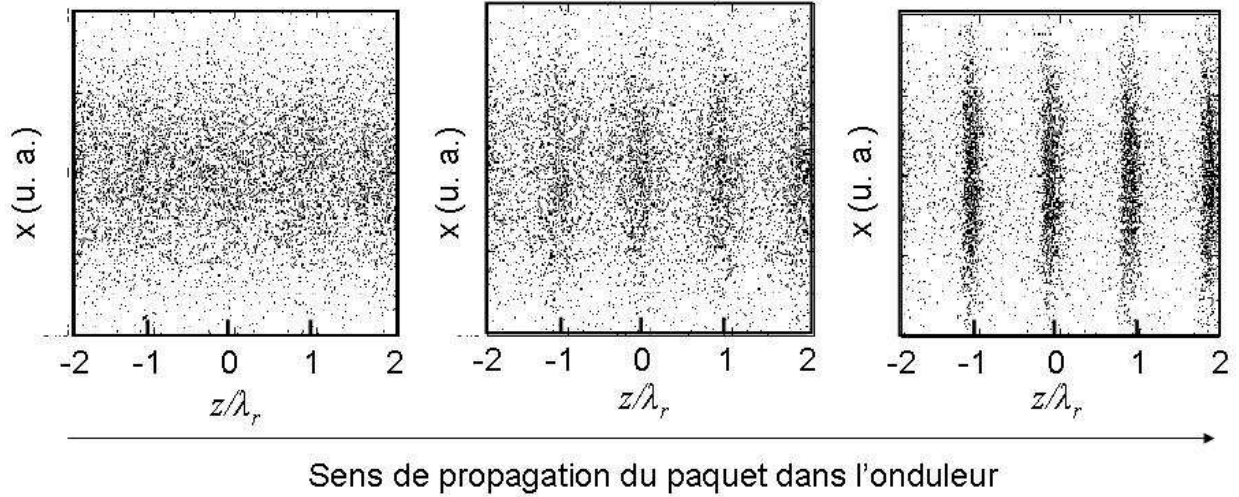


Figure II-2- Représentation schématique de la mise en micropaquets du faisceau d'électrons intervenant dans l'onduleur.

Une fois groupées, non seulement les particules rayonnent de manière cohérente, mais aussi l'intensité de leur rayonnement gagne plusieurs ordres de grandeur. En effet, considérons d'abord une distribution longitudinale de N_e électrons répartis aléatoirement. Chaque électron émet une onde monochromatique dont on peut écrire le champ électrique (d'amplitude E_0 et de pulsation ω_e) sous la forme : $\vec{E}_i(t) = E_0 \cos(\omega_e t + \Phi_i) \vec{u}_x$, avec Φ_i la phase de chaque onde, qui est aléatoire. Alors la somme des champs aura une amplitude :

$$(II-15) \quad \left| \vec{E}_{incoh} \right| = \left| \sum_{i=1}^{i=N_e} \vec{E}_i \right| \cong \sqrt{N_e} E_0$$

et l'intensité du rayonnement incohérent sera de la forme :

$$(II-16) \quad I_{incoh} \propto N_e E_0^2$$

Considérons maintenant le cas d'une distribution longitudinale dans laquelle les N_e électrons sont groupés et rayonnent presque tous en phase, la dépendance de l'intensité du rayonnement devient alors quadratique :

$$(II-17) \quad I_{coh} \propto N_e^2 E_0^2$$

En conclusion, par rapport au rayonnement synchrotron incohérent, l'intensité cohérente émise est maintenant N_e plus grande. Or N_e est typiquement de l'ordre de 10^{10} particules ; le

groupement des électrons a donc un effet considérable sur l'intensité du rayonnement produit par le LEL.

Le processus d'amplification a été analysé par J. M. J. Madey qui a émis deux théorèmes [1].

On définit par $\delta\gamma$ la variation d'énergie que subit un électron qui interagit avec l'onde optique :

$$(II-18) \quad \delta\gamma = -e \int_{L_{int}} \vec{E}_e(t) \cdot \vec{v}_e(t) dt$$

avec L_{int} la longueur d'interaction, \vec{E}_e le champ électrique associé à l'onde optique, \vec{v}_e le vecteur vitesse de l'électron et t le temps.

La vitesse des électrons dépend du champ électrique qui varie au cours de l'interaction entre les électrons et l'onde lumineuse. Afin d'exprimer analytiquement l'échange d'énergie $\delta\gamma$, J. M. J. Madey a eu recours à la méthode des perturbations. La composante du vecteur vitesse des électrons selon l'axe x peut être décomposée en fonction de la puissance du champ électrique :

$$(II-19) \quad v_{ex} = v_{ex0} + v_{ex1}(E_e) + v_{ex2}(E_e^2) + \dots$$

La variation d'énergie d'un électron peut donc s'exprimer de la même façon par

$$(II-20) \quad \delta\gamma = \delta\gamma_1(E_e) + \delta\gamma_2(E_e^2) + \dots$$

En première approximation, le champ électrique est considéré comme une onde plane monochromatique de pulsation w_e et de vecteur d'onde $k_e = w_e/c$

$$(II-21) \quad \vec{E}_e(t) = E_0 \sin(w_e t - k_e z + \Phi_0) \vec{u}_x$$

Φ_0 étant la phase relative de l'électron par rapport à l'onde optique.

En combinant les expressions de l'échange d'énergie (équation (II-20)), et de la vitesse des électrons dans l'onduleur (équation (II-7)), l'échange d'énergie au premier ordre s'exprime alors par :

$$(II-22) \quad \delta\gamma_1 = -\frac{ecE_0K}{\gamma_0} \int_{L_{int}} \sin(w_0 t) \cdot \sin(w_e t - k_e \bar{v}_z + \Phi_0) dt$$

avec $w_0 = 2\pi/\lambda_0$ et \bar{v}_z la valeur moyenne de la vitesse longitudinale de l'électron lors de la traversée de l'onduleur.

Pour un électron donné (Φ_0 fixé), cette intégrale est non nulle pour $w_e \cong w_0 t + k_e \bar{v}_z$, i. e. pour une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de résonance. Selon sa phase, l'électron gagne ou perd de l'énergie, il est accéléré ou décéléré, menant ainsi à la modulation en énergie du paquet

d'électrons. En moyennant sur l'ensemble des électrons, dont la distribution en phase est aléatoire, l'échange d'énergie au premier ordre est nul : $\langle \delta\gamma_1 \rangle = 0$

Il n'y a donc pas d'amplification au premier ordre, mais une augmentation de la dispersion en énergie des paquets d'électrons. Cette augmentation est donnée par le théorème de Madey qui stipule que l'échange d'énergie au carré, moyenné sur l'ensemble des électrons, est proportionnel à l'intensité de l'onde optique E_0^2 ainsi qu'à l'émission spontanée de l'onduleur I_{ES} (équation (II-10)) :

$$(II-23) \quad \langle \delta\gamma_1^2 \rangle = \frac{2\pi^2}{m_0^2 c w_e^2} E_0^2 I_{ES}$$

L'échange d'énergie au second ordre moyenné sur l'ensemble des électrons n'est pas nul et il est donné par le second théorème de Madey selon :

$$(II-24) \quad \langle \delta\gamma_2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial \langle \delta\gamma_1^2 \rangle}{\partial \gamma}$$

Par conséquent, le gain du processus d'amplification est proportionnel à la dérivée de l'émission spontanée par rapport à l'énergie des électrons.

Un moyen simple de décrire globalement le comportement des particules durant le processus d'échange d'énergie est donné par « l'équation du pendule » [113].

$$(II-25) \quad \frac{d^2\Psi}{dt^2} = -\Omega^2 \sin(\Psi) \quad \text{avec} \quad \Omega^2 = \frac{e^2 E_0 B_0 J J}{\gamma_0^2 m_e^2 c}$$

où $\Psi = (k_e + k_0)z - w_e t + \Phi_0$ représente la phase de l'électron dans le potentiel dit « pondéromoteur », résultant de la superposition des champs de l'onde optique et de l'onduleur.

Cette équation est analogue à celle d'un pendule pesant. Dans l'espace des phases (Ψ', Ψ), la trajectoire d'un électron (Figure II-3) prendra des formes différentes selon la valeur du champ électrique E_0 .

D'après l'équation (II-25), en champ faible, Ω est limité, Ψ' se rapproche alors d'une valeur constante et donc la trajectoire dans l'espace des phases est ouverte, ce qui correspond à des rotations complètes du pendule autour de son axe.

Inversement, si le champ est fort, l'électron est « piégé » et effectue des oscillations autour du minimum d'un puits de potentiel. Sa trajectoire dans l'espace des phases est fermée, ce qui pour un pendule correspond également à des oscillations autour de sa position d'équilibre.

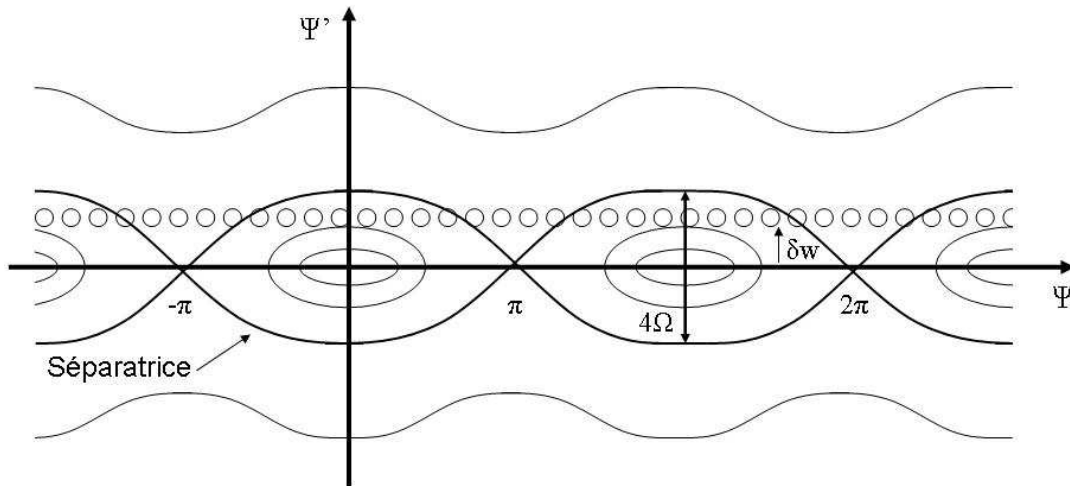


Figure II-3- Représentation schématique des trajectoires possibles pour les particules électroniques (O, de distribution de phase ici uniforme) dans l'espace des phases. δw correspond au désaccord en énergie entre le faisceau d'électrons et le rayonnement optique. La séparatrice est la trajectoire limite que peut effectuer un électron sans sortir d'une orbite fermée.

Pendant que l'intensité laser croît exponentiellement, le gain diminue. En effet, lorsque la puissance optique augmente, un nombre croissant d'électrons se trouve piégé par le potentiel pondéromoteur. Leurs trajectoires sont alors fermées. Quand un électron se déplace vers le bas dans l'espace des phases, il perd alors de l'énergie cinétique, que l'on suppose ici entièrement cédée au laser. Arrivé au point le plus bas qui lui soit accessible par sa trajectoire, l'électron ne peut céder davantage d'énergie et le rayonnement émis sature.

Deux phénomènes mènent à la saturation. Dans le cadre de forte amplitude du champ électrique, la variation d'énergie des électrons, due à l'interaction entre les électrons et l'onde optique, est considérable. En conséquence, les électrons qui avaient une énergie proche de l'énergie de résonance sortent de la courbe de gain et ne participent plus à l'amplification [114]. Ce type de saturation est appelé « overbunching » et fait référence au fait que la mise en paquets devient non linéaire. L'overbunching se produit pour des lasers de forte puissance, pour lesquels la puissance moyenne \bar{P} est proportionnelle à l'intensité du courant crête du faisceau d'électrons I_c tel que :

$$(II-26) \quad \bar{P} \propto \frac{EI_c}{4eN_p}$$

Pour remédier à l'overbunching, il est possible de déplacer la courbe de gain en même temps que les électrons perdent de l'énergie en adaptant légèrement le champ magnétique en fin d'onduleur, on parle d'onduleur « en biseau » (Tapered, [115]).

Le second phénomène participant à la saturation, appelé plus communément « chauffage de paquet », provient du fait que l'interaction entre l'onde optique et le paquet d'électrons conduit à une augmentation de la dispersion en énergie, c'est à dire de l'écart type de la distribution en énergie des électrons, qui va induire une diminution du gain.

Un phénomène typique observable à la saturation est l'instabilité de type « synchrotron ». Si le laser est suffisamment intense et l'onduleur suffisamment long, l'électron peut avoir le temps d'effectuer une ou plusieurs rotations complètes dans l'espace des phases avant de quitter l'onduleur. Dans ce cas, il donne et reprend alternativement de l'énergie, ce qui n'est pas sans conséquence sur l'émission laser. En effet, dans l'espace réel l'électron oscille longitudinalement. Ces oscillations, dites « oscillations synchrotrons », entraînent l'apparition de bandes latérales ou « satellites » dans le spectre du rayonnement laser émis. Ces dernières peuvent être aisément expliquées par l'équation du pendule.

Comme pour le pendule pesant, le cas des petites oscillations autour du point d'équilibre est soluble, la période étant $T=2\pi/\Omega$. Pour les particules piégées au fond du puits de potentiel pondéromoteur la fréquence de leurs petites oscillations varie comme la racine carrée du champ incident, et donc comme la racine quatrième de l'intensité du champ laser. Comme pour le pendule, des oscillations de plus grande amplitude correspondront à des fréquences plus basses. Dans ce cas, le calcul de la période reste possible mais s'exprime sous la forme peu commode d'une intégrale elliptique [116]. Dans l'espace des phases, les électrons dont la trajectoire fermée est proche de la séparatrice tourneront beaucoup moins vite que leurs semblables sur une trajectoire plus serrée (Figure II-3). L'ensemble des électrons piégés sur des orbites fermées ne tourne donc pas comme un rotateur rigide.

Quand un électron parvient à effectuer une ou plusieurs rotations complètes dans l'espace des phases avant de quitter l'onduleur, il module périodiquement l'intensité du LEL. En effet, durant la traversée de l'onduleur, l'impulsion lumineuse glisse en avant par rapport au paquet d'électrons [117], d'une longueur $\Delta l_{gliss.}$ du fait de leur légère différence de vitesse longitudinale.

$$(II-27) \quad \Delta l_{gliss.} = N_p \lambda_r$$

La variation dans le temps de l'énergie des électrons se traduit donc par une modulation dans l'espace de l'impulsion lumineuse. La modulation est plus efficace lorsque l'électron effectue un nombre entier de rotations durant sa traversée de l'onduleur, à commencer par une rotation complète. Cependant la période de cette modulation dépend toujours de la longueur de glissement. La modulation longitudinale donc temporelle du signal laser induit dans le domaine des fréquences l'apparition de pics latéraux auprès du pic laser principal. A la période

$N_p \lambda_r$ correspond une fréquence $\zeta = c/N_p \lambda_r$. Si ν est la fréquence du laser et α l'intensité de la modulation, le signal est de la forme [118] :

$$(II-28) \quad S = \cos(\nu t) [1 + \alpha \cos(\zeta t)] = \cos(\nu t) + \frac{\alpha}{2} [\cos((\nu - \zeta)t) + \cos((\nu + \zeta)t)]$$

On s'attend donc à observer deux raies satellites, chacune distante du pic central de ζ , ce qui correspond à une variation relative de fréquence et de longueur d'onde :

$$(II-29) \quad \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{N_p}$$

II.2.Simulations

II.2.1.Représentation analytique du rayonnement d'un onduleur en mode SASE, injecté et génération d'harmoniques non linéaires

Nous présentons ici une étude analytique du rayonnement émis par un onduleur pour différentes configurations : SASE, injecté et génération d'harmoniques non linéaires, afin de pouvoir estimer la puissance de sortie dans le cas de SCSS et de la comparer aux résultats obtenus (chapitre VII). Pour se placer dans les conditions de cette étude, il est nécessaire de considérer l'onduleur de SCSS (section IV.2.3), qui est constitué de deux sections identiques (300 périodes), mais séparées d'une section droite de longueur 1,5 m, comme une unique section d'onduleur dont le nombre de périodes est double, soit 600 périodes. L'effet de la section droite (augmentation du glissement, même si elle est limitée ici en fait) et du quadrupôle (refocalisation dans le plan horizontal du faisceau d'électrons) situé également dans cette zone, ne sont donc pas pris en compte. L'ensemble du travail est basé sur plusieurs travaux de Giuseppe Dattoli de L'ENEA (L'Ente per le Nuove tecnologie, l'energia e l'Ambiente) Frascati (Italie) [112], [119]-[120], qui ont été synthétisés et dont les principales formules, présentées ci-dessous, ont été implémentées sur des programmes de calcul sous le logiciel Mathcad [121].

II.2.1.i.Rayonnement fondamental

L'évolution classique du rayonnement d'un LEL est divisée en trois parties (Figure II-4). D'abord, le rayonnement n'est pas amplifié ; le faisceau d'électrons subit une modulation en énergie. Cette période est appelée « léthargie ». Il s'ensuit une forte amplification du rayonnement ; la modulation en énergie est convertie en modulation en densité et permet maintenant d'émettre en phase efficacement. Cette croissance est exponentielle. Finalement, le système sature, l'amplification étant limitée par la dispersion en énergie induite sur le faisceau d'électrons.

Soit un faisceau d'électrons d'énergie E , d'énergie normalisée γ_0 , d'émittance ε , de fonction bêta β et qui se présente sous la forme de paquets d'électrons (masse m_e , charge e , nombre d'électrons N_e) conduisant à un courant crête I_c . On définit les grandeurs typiques du paquet d'électrons d'après l'écart quadratique moyen de leur distribution. En effet, la dispersion en énergie σ_γ est l'écart quadratique moyen de la distribution en énergie, et Σ_e l'écart quadratique moyen de la distribution de la section transverse (x, y) du faisceau.

Le comportement général du LEL peut être assez bien simulé via l'évolution de la puissance crête du rayonnement (équation (II-30)) suivant la position longitudinale z dans l'onduleur (de période spatiale λ_0) [112], [119]-[120] :

$$(II-30) \quad P_L(z) = P_0 \frac{A(z) \exp\left(\frac{az}{Z_s}\right)}{1 + \frac{P_0}{P_F} [A(z) - 1]}$$

avec

$$(II-31) \quad P_0 = \frac{\rho P_E e c \lambda_0}{4,323 I_c L_G \lambda_r} \text{ la puissance équivalente d'injection en régime SASE [122],}$$

c'est-à-dire la puissance crête de l'émission produite par les électrons dans la zone de léthargie. En mode injecté, la valeur de cette expression est remplacée par la valeur de la puissance harmonique réelle injectée.

$$(II-32) \quad L_G = \frac{\lambda_0}{4\pi\rho\sqrt{3}} \text{ longueur de gain, c'est-à-dire la longueur qui correspond à}$$

doublement de la densité de puissance. Elle dépend notamment du paramètre de Pierce ρ (équation (II-34)), reflétant le gain du processus d'amplification pour un onduleur plan, g_0 :

$$(II-33) \quad g_0 = \frac{16\pi}{\gamma_0} \lambda_r L_u \frac{I_c}{\Sigma_e} \frac{N_p^2}{I_0} \xi [JJ]^2 F_f$$

où I_0 est le courant d'Alfvén qui vaut : $\frac{ec}{r_0} \approx 1,7 \text{ kA}$ avec r_0 le rayon classique

de l'électron : $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} \approx 2,81 \cdot 10^{-15} \text{ m}$. Pour un onduleur hélicoïdal $[JJ(\xi)]$ est remplacé par 1.

F_f correspond au facteur de recouvrement des faisceaux optiques et d'électrons dans l'onduleur. Son expression et son utilisation sont développées en section VI.1.3.

$$(II-34) \quad \rho = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\pi g_o}{N_p^3} \right)^{\frac{1}{3}}$$

$$(II-35) \quad P_E = \frac{I_c E}{e} \text{ la puissance crête du faisceau d'électrons}$$

$$(II-36) \quad P_F = 1,67 \rho P_E \text{ la puissance crête finale de saturation du rayonnement}$$

$$(II-37) \quad Z_s = 1,066 L_G \ln\left(\frac{9P_F}{P_0}\right) \text{ la longueur de saturation du rayonnement}$$

$$(II-38) \quad A(z) = \frac{1}{9} \left[3 + 2 \cosh\left(\frac{z}{L_G}\right) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}z}{2L_G}\right) \cosh\left(\frac{z}{2L_G}\right) \right] \text{ et } a=0,223$$

L'évaluation de la longueur de mise en paquets (équation (II-39)), i. e. la distance que met le faisceau d'électrons dans l'onduleur pour réaliser la mise en paquets, permet de compléter la caractérisation du comportement du LEL:

$$(II-39) \quad Z_b \cong 0,94Z_s - 2,44L_G$$

Cette analyse ne prend en compte que des valeurs moyennes pour les grandeurs intervenant dans l'interaction. Cependant, dans la réalité, l'évolution du processus LEL est un mécanisme très complexe d'interaction en trois dimensions entre le faisceau d'électrons et le rayonnement laser. Aussi il est important de tenir compte des différentes caractéristiques suivantes : la dynamique transverse (fonctions bêtatrons β_x et β_y), l'émittance (ε_x et ε_y) et la dispersion en énergie (σ_γ) du faisceau d'électrons ainsi que la divergence du rayonnement optique [123].

Les effets dus au faisceau d'électrons sont pris en compte par la redéfinition de la longueur de gain et de la puissance de saturation (équations (II-41) à (II-43)) via les trois paramètres dits « d'élargissement inhomogène », μ_e , $\mu_{x'}$ et $\mu_{y'}$ qui sont directement reliés à la dispersion en énergie, la dynamique transverse et l'émittance comme suit :

$$(II-40) \quad \mu_e = \frac{2\sigma_\gamma}{\rho}, \quad \mu_{x'} = \frac{1}{\rho} \frac{\gamma_0^2 \varepsilon_x}{(1 + \frac{K^2}{2}) \lambda_0 \beta_x}, \quad \mu_{y'} = \frac{1}{\rho} \frac{\gamma_0^2 \varepsilon_y}{(1 + \frac{K^2}{2}) \lambda_0 \beta_y}$$

$$(II-41) \quad L_G(\mu_e, \mu_{x'}, \mu_{y'}) = \frac{L_G}{\Gamma(\mu_e, \mu_{x'}, \mu_{y'})} \text{ et } P_F(\mu_e, \mu_{x'}, \mu_{y'}) = P_F \eta(\mu_e, \mu_{x'}, \mu_{y'})$$

$$(II-42) \quad \eta(\mu_e, \mu_{x'}, \mu_{y'}) = \eta(\Gamma) = e^{-(1-\Gamma)/\Gamma^2} + \sqrt{2}(1-\Gamma)\Gamma^2$$

$$(II-43) \quad \Gamma = \Gamma(\mu_e, \mu_{x'}, \mu_{y'}) = \frac{\Gamma(0, \mu_{x'}, \mu_{y'}) e^{(-c_3 \mu_e^2)}}{1 + 0,185 \frac{\sqrt{3}}{2} \Gamma(0, \mu_{x'}, \mu_{y'}) \mu_e^2}$$

avec $\Gamma(0, \mu_x, \mu_y) = \frac{1 + c_1(\mu_x^2 + \mu_y^2) + c_2(\mu_x^2 + \mu_y^2)}{\sqrt{(1 + \mu_x^2)(1 + \mu_y^2)}}$, $c_1=0,318/2$, $c_2=-0,132/2$ et $c_3=3,4.10^{-2}$

L'extension à l'inclusion des effets de diffraction du rayonnement optique est réalisée en modifiant le paramètre de Pierce ρ qui devient ρ_D :

$$(II-44) \quad \rho_D = \left[(1 + \mu_{D,x})(1 + \mu_{D,y}) \right]^{-1/6} \rho \quad \text{avec} \quad \mu_{D,x} = \frac{\lambda_r \lambda_0}{(4\pi)^2 \rho \beta_x \varepsilon_x} \quad \text{et} \quad \mu_{D,y} = \frac{\lambda_r \lambda_0}{(4\pi)^2 \rho \beta_y \varepsilon_y}$$

II.2.1.ii. Génération d'harmoniques non linéaires LELs

Nous présentons ici un ensemble de fonctions dérivées du rayonnement fondamental qui reproduisent les trois évolutions principales du rayonnement harmonique d'ordre impair (Figure II-4) ; d'abord la léthargie, suivie de deux régimes différents d'amplification exponentielle, puis la saturation.

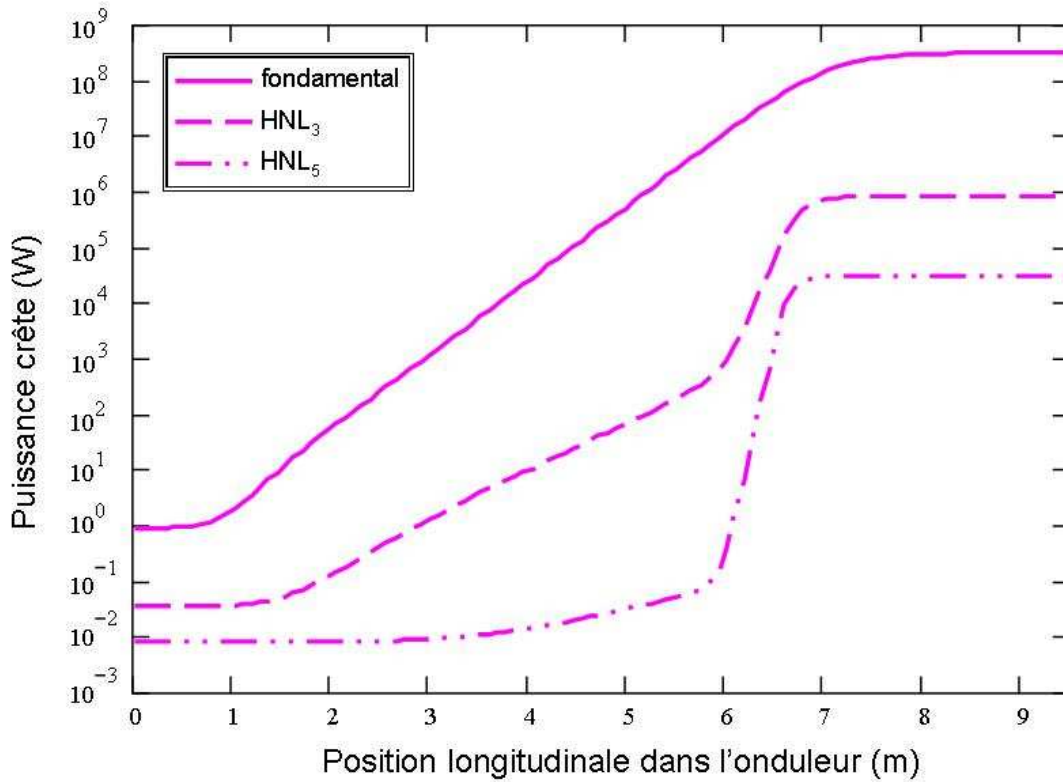


Figure II-4- Evolution, par la représentation analytique de G. Dattoli, de la puissance crête d'un rayonnement fondamental (à 160 nm) et de celle de ses harmoniques non linéaires (HNL) 3 et 5 dans un onduleur de 9 m de long en configuration SASE. Les paramètres du faisceau d'électrons sont assez proches de ceux utilisés pour l'expérience d'injection à SCSS (Tableau VII-1), soit ici $\beta_x=3\pi\text{mm.mrad}$, $\beta_y=1,33\pi\text{mm.mrad}$, $\sigma_r=3.10^{-4}$, $I_e=3$ kA et $E=147$ MeV. Les paramètres de l'onduleur sont identiques (Tableau IV-3). Ce graphique permet de distinguer très nettement les trois régimes de gain du fondamental : léthargie, amplification exponentielle et saturation ainsi que les quatre régimes de gain des harmoniques non linéaires : léthargie, deux régimes différents d'amplification exponentielle et saturation.

Le rayonnement harmonique se comporte donc différemment par rapport au rayonnement fondamental dans la partie centrale du processus. On peut en effet distinguer deux régimes ; un premier où le rayonnement produit provient essentiellement de la puissance équivalente injectée ($P_{p,1}$) et un second où le rayonnement harmonique est assisté par le rayonnement fondamental ($P_{p,2}$), qui assure une modulation en énergie également pour les harmoniques (indice p). Soit donc :

$$(II-45) \quad P_{p,1}(z) = P_{0,p} A_p(z) \quad \text{avec } P_{0,p} \text{ la puissance équivalente d'injection de l'harmonique } p$$

$$(II-46) \quad L_{G,p} = \frac{\rho}{\rho_p} L_G$$

$$(II-47) \quad \rho_p = \left(\frac{f_{b,p}}{f_b} \right)^{2/3} \rho \quad \text{avec } f_{b,p} = J_{(p-1)/2}(p\xi) - J_{(p+1)/2}(p\xi)$$

$$(II-48) \quad P_{p,2}(z) = \Pi_{p,0} \frac{\exp\left(\frac{Pz}{L_G}\right)}{1 + \frac{\Pi_{p,0}}{\Pi_{p,F}} \left[\exp\left(\frac{Pz}{L_G}\right) - 1 \right]}$$

$$(II-49) \quad \Pi_{p,0} = d_p b_p^2 \Pi_{p,F} \quad \text{avec } b_p = \left(\frac{P_0}{9\rho P_E} \right)^{p/2}, \quad d_3 \approx 8 \text{ et } d_5 \approx 116$$

$$(II-50) \quad \Pi_{p,F} \cong \frac{1}{\sqrt{p}} \left(\frac{f_{b,p}}{p f_{b,1}} \right) P_F$$

Finalement, la puissance crête totale émise sur chaque harmonique P_p correspond à la somme des deux contributions et la longueur de saturation $Z_{s,p}$ est alors redéfinie :

$$(II-51) \quad P_p(z) = P_{p,1}(z) + P_{p,2}(z)$$

$$(II-52) \quad Z_{s,p} = Z_S - 1,066 L_G \ln\left(\frac{\sqrt{2}\rho}{\rho_p}\right)$$

Une fois encore, il faut prendre en compte l'élargissement inhomogène. Pour cela, il suffit d'adapter le paramètre de Pierce ρ des équations (II-40) en le remplaçant par :

$$(II-53) \quad \rho_p = p^{-2/3} \rho, \quad \text{cette correction tenant également compte de la modulation en énergie réalisée par le fondamental sur le faisceau d'électrons aux fréquences harmoniques.}$$

$$(II-54) \quad L_{G,p}(\mu_\varepsilon, \mu_{x'}, \mu_{y'}) = \frac{L_{G,p}}{\Gamma(\mu_{\varepsilon,p}, \mu_{x',p}, \mu_{y',p})}$$

On peut alors, de la même manière que pour le fondamental, tenir compte de la réduction du gain due à la diffraction en remplaçant dans l'équation (II-44) λ_r par $\lambda_{r,p}$ et ρ par ρ_p .

Même si ces calculs analytiques permettent de recréer convenablement et rapidement l'évolution des principaux paramètres LELs, ils ne prennent pas vraiment en compte les aspects trois dimensions des distributions réelles des paquets et n'offrent pas la possibilité d'étudier l'évolution des spectres des rayonnements émis ni d'en estimer leur durée d'impulsion. Des codes numériques sont utilisés pour répondre à ces demandes.

II.2.2. Codes numériques

PERSEO [124]-[125], d'abord, est un code numérique LEL assez récent sur lequel j'ai principalement travaillé pendant ma thèse suite à une collaboration étroite avec son concepteur : Luca Giannessi de L'ENEA (L'Ente per le Nuove tecnologie, l'energia e l'Ambiente) Frascati (Italie). PERSEO permet de simuler le rayonnement émis par un LEL en simple passage pour une large variété de configurations : SASE, injecté, HGHG et NHG. Il se base sur un modèle 1D (variations en fonction de la position longitudinale), et utilise une bibliothèque de fonctions reproduisant les principaux processus LELs tels que la mise en paquets, le gain et la saturation. La base théorique de ces fonctions consiste en l'intégration des équations LELs classiques telles que l'équation du pendule (équation (II-25)) couplée aux équations des champs électriques et magnétiques. Les expressions mathématiques sont implémentées sur divers programmes de calcul sous le logiciel Mathcad [121], permettant ainsi une utilisation simple et conviviale de l'ensemble et l'exécution rapide des calculs. Pour cela, on traite le faisceau d'électrons comme un ensemble de matrices à deux dimensions ; chaque particule est placée dans l'espace des phases, i. e. dérivée temporelle de la phase d'une particule ou énergie en fonction de la phase de celle-ci par rapport aux autres particules. Tout au long de l'onduleur, le champ optique rayonné par chaque particule est calculé puis réintroduit en permanence dans les fonctions qui prennent en compte son implication sur la distribution dans l'espace des phases de chaque paquet d'électrons. Finalement, on obtient l'évolution des caractéristiques du faisceau d'électrons en fonction de la position dans l'onduleur, distribution dans l'espace des phases, dispersion en énergie, mais également celles du rayonnement émis, comme la puissance crête et le spectre (PERSEO Dépendant du Temps).

Un autre code LEL est très employé depuis quelques années dans la communauté LEL : GENESIS, ou encore « GENESIS 1.3 ». C'est un code LEL 3D, dépendant du temps [126]-[127], développé par Sven Reich initialement à DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron, Hambourg).

Ce code permet, entre autres, de simuler l'émission d'un rayonnement SASE et injecté sur des installations LELs en simple passage. Au contraire du code PERSEO Dépendant du Temps, il permet donc de prendre en compte de façon plus réaliste les comportements de l'émission en fonction de l'émittance du faisceau d'électrons et de la diffraction du rayonnement. On a donc accès également à la forme transverse de ce dernier. Cependant, les calculs requièrent une utilisation importante de la mémoire vive de l'ordinateur pendant de longues heures, alors que ceux développés sur PERSEO Dépendant du Temps sont quasi instantanés. De plus, jusqu'à récemment, GENESIS ne permettait pas d'avoir accès aux harmoniques non linéaires LELs [128]. Le code a ensuite été converti en langage C afin d'être implanté dans un environnement SRW (Synchrotron Radiation Wavefront, [129]-[133]) utilisable sous le logiciel Igor Pro Carbon [134], permettant ainsi de bénéficier des nombreux outils propres à SRW et Igor. Cette opération a été réalisée par Oleg Chubar. SRW, qui a été développé originalement pour simuler les propriétés du rayonnement synchrotron produit par un onduleur, est constitué d'un ensemble d'outils de calcul des caractéristiques du rayonnement émis. Ils permettent notamment d'obtenir les spectres d'émissions d'onduleur, plus particulièrement à travers les fentes d'un monochromateur, et d'évaluer la puissance spectrale et la brillance du rayonnement émis. Mais, surtout dans notre cas, ils peuvent servir à observer l'influence de la propagation du rayonnement émis à travers des éléments optiques (miroirs, lentille, ouverture diffractante...) sur le front d'onde de ce dernier, ce qui n'est pas réalisé à la base sur GENESIS.

Des simulations sont en cours sur de nombreux aspects de l'expérience d'injection des harmoniques produites dans les gaz. Celles-ci ne seront pas développées ici, car elles restent des études préliminaires au jour d'aujourd'hui.

Les codes numériques LELs présentés ici ont été validés après avoir été comparés entre eux ainsi qu'à des résultats expérimentaux [81], [135].

Précisons, pour finir, que d'autres codes numériques ont été développés, comme GINGER [136]-[137], MEDUSA [138]-[139] etc..., mais ils n'ont été ni étudiés ni utilisés dans le cadre de la thèse.

III. Génération d'harmoniques produites dans les gaz

III.1. Concepts de base

Grâce au développement des sources lasers femtosecondes intenses, la production de rayonnement XUV cohérent, par génération d'harmoniques d'ordre élevé (HHG) dans un milieu non linéaire tel que les gaz rares [140]-[141], est maintenant utilisée comme source de lumière. Quand une impulsion laser, polarisée linéairement, est focalisée à des éclaircissements intenses de 10^{14} à 10^{15} W.cm⁻² dans un gaz, tel que xénon, argon, néon ou hélium, et pour des pressions de 1 à quelques centaines de mbar, une réponse non linéaire du milieu est induite. Elle se traduit par la génération d'harmoniques impaires de la fréquence fondamentale. Dans le cas de SCSS, présenté ci-dessous (Figure III-1), un faisceau Infra-Rouge (IR), produit par une installation laser Ti: Sa, que l'on appellera aussi par la suite la « pompe », est focalisé dans une cellule de gaz.

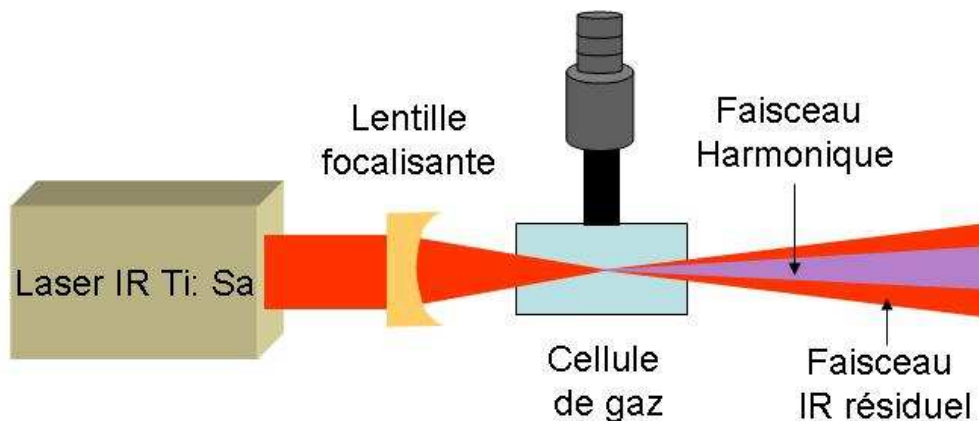


Figure III-1- Génération d'harmoniques dans une cellule de gaz. Le schéma présente le cas d'une focalisation au centre de la cellule. En pratique la position varie fortement suivant notamment les différents paramètres lasers employés et la géométrie de la focalisation.

L'ordre des harmoniques est en effet impair dans le cas d'une seule fréquence fondamentale car la symétrie à champ central du potentiel atomique interdit l'émission des fréquences paires. À la différence de la génération d'harmoniques dans un cristal doubleur ou tripleur de fréquence, la génération d'harmoniques dans le gaz permet d'atteindre, dans certaines conditions, des ordres extrêmement élevés (supérieurs à 300, correspondant à la fenêtre de l'eau entre 2,4 et 4,7 nm et même au-delà [142]). Le domaine spectral ainsi couvert s'étend de l'UV, au VUV et même jusqu'au rayonnement X mous, et il est communément appelé domaine UVX (entre 300 et 1 nm). Le spectre rayonné est de plus accordable dans toute cette plage spectrale en modifiant le spectre du laser de pompe [143]-[144] (ajustement des réseaux du compresseur de l'installation laser) et/ou en appliquant des techniques de mélange de fréquences [145] sur le laser.

III.2. Théorie

III.2.1. Réponse microscopique

La génération d'harmoniques d'ordre élevé résulte de la forte polarisation non linéaire induite dans le milieu atomique par le champ électromagnétique intense d'un laser. Ses principales caractéristiques sont qualitativement reproduites dans le cadre d'un modèle semi classique [146]-[147], dit « modèle en trois étapes ».

Soit un atome ayant un potentiel d'ionisation I_p dans un champ laser intense et à basse fréquence. Les trois étapes conduisant à la génération d'harmoniques sont :

- a) l'ionisation par effet tunnel
- b) l'accélération de l'électron par le champ laser
- c) la recombinaison radiative de l'électron avec le cœur ionique (génération d'un train d'impulsions attosecondes dans une impulsion laser multi cycles)

a) Dans la région d'interaction proche du foyer laser, le champ électromagnétique externe d'amplitude E_{laser} peut devenir comparable au champ statique interne de l'atome. En effet, au potentiel coulombien de l'atome (V_c) s'ajoute l'énergie potentielle, dépendante du temps, de l'électron dans le champ laser. Elle correspond au travail de la force électromagnétique (W_E), de pulsation w_{laser} , agissant sur l'électron de charge élémentaire e , de coordonnée radiale x dans la direction de la polarisation linéaire.

$$(III-1) \quad W_E = -exE_{laser}\sin(w_{laser}t)$$

Le potentiel d'ionisation « effectif » est alors abaissé, induisant une ionisation de l'atome par effet tunnel (Figure III-2 b).

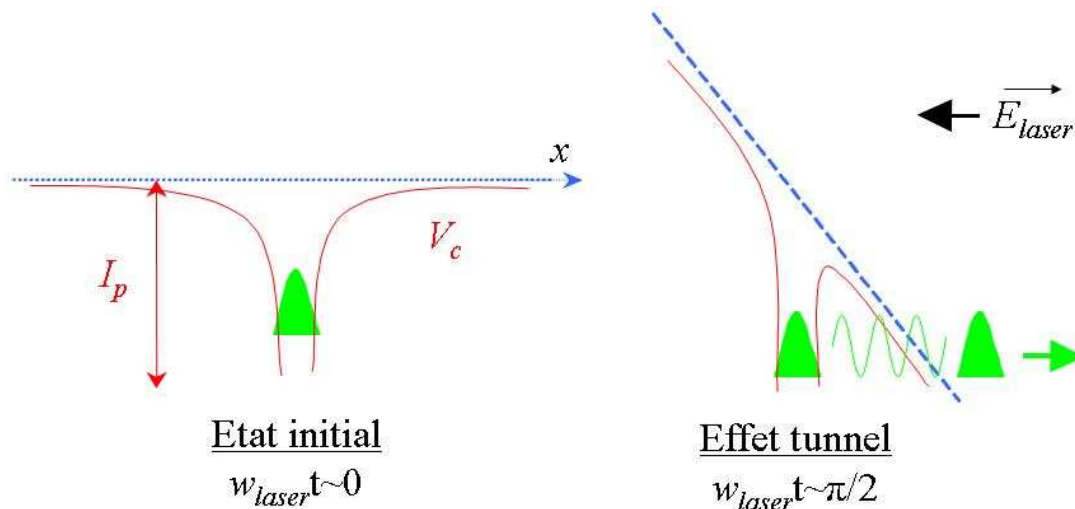
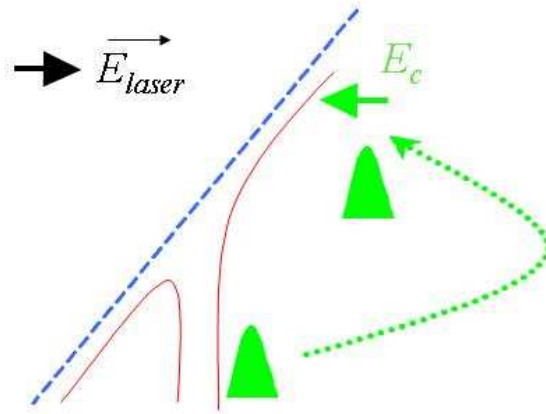


Figure III-2- Mouvement d'un électron dans un potentiel atomique soumis à un champ intense.

En fait, pour que ceci soit possible, il faut que le temps caractéristique de traversée de la barrière du potentiel coulombien par l'électron soit court devant la période d'oscillation du champ laser. Le rapport des deux grandeurs s'appelle le paramètre de Keldysh γ ; il est inférieur à 1 dans le régime d'ionisation par effet tunnel [148]. La probabilité de passage est d'autant plus forte que l'amplitude du champ laser est grande et que ce dernier, oscillant, est proche de son maximum.

b) L'électron qui est passé dans le continuum est accéléré par le champ laser. Suivant l'instant de l'ionisation, il peut gagner une énergie cinétique E_c . Quand la direction du champ s'inverse, la trajectoire classique de l'électron change de direction et celui-ci peut alors passer à nouveau au voisinage du noyau. Il est alors soit diffusé, cas de l'« ionisation au-dessus du seuil » ou ATI (Above Threshold Ionization), ou recombinaison radiativement avec le cœur à l'état fondamental de l'atome.



Oscillation dans le champ laser

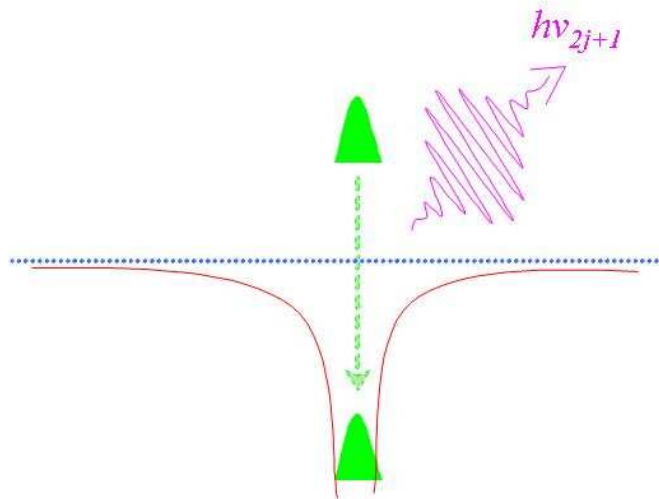
$$w_{laser} t \sim 3\pi/2$$

Figure III-3- Gain d'énergie cinétique d'un électron.

c) La recombinaison radiative du paquet d'ondes donne lieu à l'émission d'une impulsion ultracourte harmonique, d'ordre $2j+1$ (j nombre entier), de la fréquence du laser fondamental (ν_{laser}), à laquelle correspond un très large spectre dans le domaine UVX. L'énergie des photons est la somme de l'énergie cinétique E_c , gagnée dans le champ laser au voisinage du cœur, et du potentiel d'ionisation I_p :

$$(III-2) \quad h\nu_{2j+1} = (2j+1)h\nu_{laser} = I_p + E_c$$

Avec h la constante de Planck et ν_{2j+1} la fréquence d'une harmonique d'ordre $2j+1$.



Recombinaison de l'électron à l'atome

$$w_{laser}t \sim 2\pi$$

Figure III-4- Recombinaison de l'électron à l'atome et émission d'un photon.

La séquence décrite dans le modèle en trois étapes, qui conduit à l'émission harmonique, se reproduit en fait tous les demi cycles du champ laser. Un train quasi-périodique d'impulsions UVX ultra brèves est donc généré dans une impulsion laser multi cycle ayant une durée τ_{laser} supérieure à la période optique T_{laser} (2,7 fs). Dans le domaine spectral, ce train correspond à la série des harmoniques d'ordre impair. Dans un système atomique à symétrie centrale, le champ rayonné change de signe d'un demi-cycle à l'autre ; le spectre de Fourier ne contient donc que les harmoniques d'ordre impair. Les raies spectrales sont équidistantes, séparées par deux fois l'énergie du photon fondamental ($2 \times 1,55$ eV pour un laser Ti: Sa à 800 nm).

III.2.2. Construction macroscopique du champ harmonique

L'émission harmonique macroscopique se construit « vers l'avant », dans l'axe du laser et est donc très collimatée. Elle correspond à la superposition cohérente des émissions microscopiques, à l'échelle d'un atome (le champ total est alors la somme des champs individuels rayonnés par chaque atome), sous la condition d'un accord de phase entre la polarisation non linéaire induite par le laser et le champ UVX. Cet accord de phase fait intervenir plusieurs facteurs : la phase géométrique du champ laser, l'éclairement, et la pression dans le gaz (dispersion liée aux électrons). Dans le cas d'un bon accord de phase, l'énergie UVX en sortie du milieu varie comme le carré de la densité atomique.

Le modèle en trois étapes n'est pas à même de décrire les propriétés spatiales, temporelles et spectrales des champs harmoniques émis. Ces propriétés importantes, tant du point de vue fondamental que du point de vue de l'utilisation des harmoniques comme source du rayonnement UVX, ont été largement étudiées, aussi bien expérimentalement [142], [154]-[158], [165]-[167] que théoriquement [146]-[148], [152], [164]. Pour comprendre ces effets, il faut décrire de manière quantique l'interaction entre l'atome et le champ intense du laser, ainsi que la propagation du champ harmonique produit dans le milieu gazeux et aussi bien à l'échelle microscopique qu'à l'échelle macroscopique [149]. L'interaction atome-champ laser peut être calculée directement en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger dépendante du temps. Il est alors possible de résoudre le problème à trois dimensions donnant des résultats exacts pour un atome avec un unique électron actif [150]. Les temps de calcul sont alors très longs. Une solution alternative a été proposée [151]-[152], fondée sur « l'approximation des champs forts ». Ce modèle analytique approché repose principalement sur les trois hypothèses suivantes :

- La durée de l'impulsion laser est grande devant la période d'oscillation du champ ($T_{laser} = 2,7$ fs). Ainsi l'atome est soumis à un champ oscillant d'amplitude quasi constante. La réponse de l'atome suit alors l'amplitude du champ. C'est bien le cas sur l'expérience SCSS, où la durée d'impulsion du laser est d'environ 100 fs.

- On ne considère que l'état fondamental comme état lié. Les états excités liés de l'atome sont négligés.

- On tient compte des états dans le continuum correspondants aux états d'un électron libre dans un champ oscillant.

Finalement on peut, en tenant compte de ces hypothèses et en considérant un facteur de Keldysh $\gamma < 1$, résoudre analytiquement l'équation de Schrödinger dépendante du temps. Ce modèle complètement quantique retrouve l'image semi classique en en justifiant les hypothèses, tout en décrivant rigoureusement les effets d'ionisation tunnel, de diffusion et d'interférences quantiques.

III.3.Caractéristiques

III.3.1.Loi de coupure et nombre maximal d'harmoniques produites

La distribution caractéristique d'intensité des harmoniques d'ordre élevé est pratiquement constante avec l'ordre harmonique sur une zone dite de « plateau » (Figure III-5). L'existence de ce plateau est caractéristique de la dynamique de l'électron en champ fort, clairement non

perturbative : dans le plateau, le gain d'énergie cinétique dans le champ laser ne dépend que de l'instant du cycle optique où l'électron passe dans le continuum par effet tunnel. Pour des ordres harmoniques plus élevés, l'efficacité de conversion décroît très rapidement dans la région dite de « coupure » du spectre (Figure III-5).

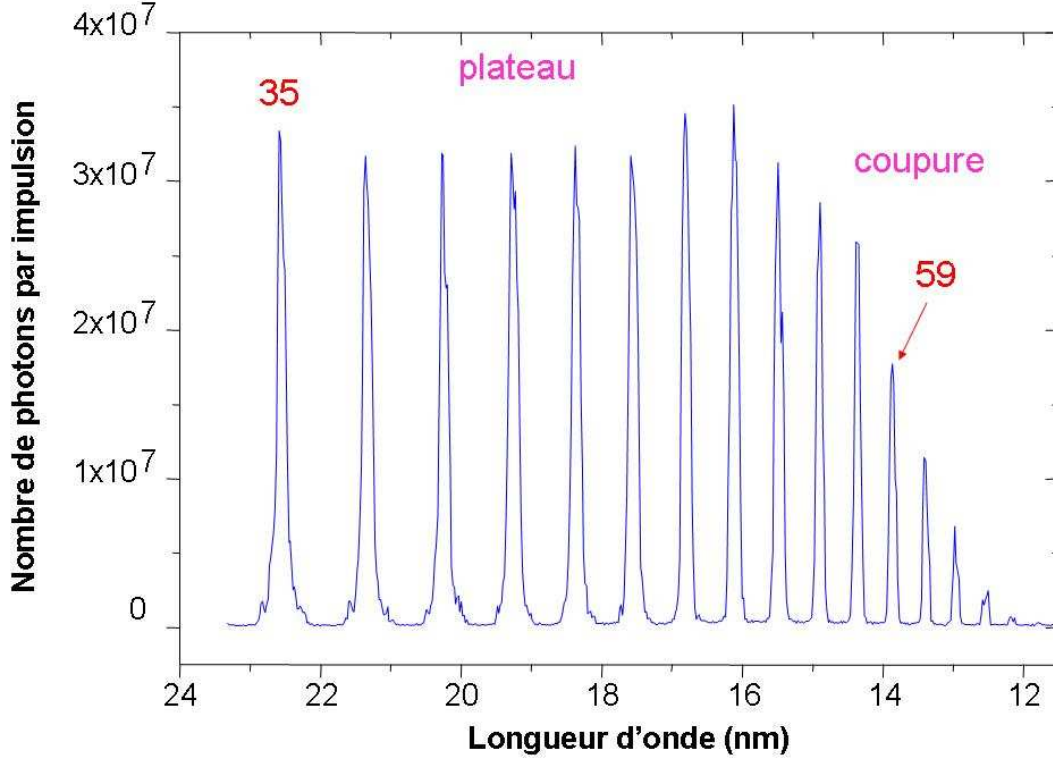


Figure III-5- Spectre classique de génération d'harmoniques d'ordre élevé, obtenu dans le Néon. Les chiffres 35 et 59 indiquent l'ordre de l'harmonique considérée.

L'énergie maximale des photons qui peuvent être émis -ou énergie de coupure ($E_{coupure}$)- est égale à la somme du potentiel d'ionisation du milieu gazeux (I_p) et de l'énergie cinétique maximale, égale à $3,2U_p$ (calcul de cinématique classique), qu'un électron peut gagner dans le champ électromagnétique du laser :

$$(III-3) \quad E_{coupure} = I_p + 3,2U_p$$

où U_p est l'énergie moyenne d'oscillation d'un électron libre dans un champ laser d'amplitude E_{laser} , égale à :

$$(III-4) \quad U_p = \frac{e^2 E_{Laser}^2}{4m_e \omega_{laser}^2} = \frac{I_{Laser} \lambda_{Laser}^2 r_0}{2\pi c}$$

où r_0 , m_e et e sont respectivement le rayon classique et la masse et la charge de l'électron, c est la vitesse de la lumière, λ_{Laser} la longueur d'onde d'émission et I_{Laser} l'éclairement du laser de pompe.

Cette loi se comprend aisément à partir du modèle en trois étapes ; plus le potentiel d'ionisation et l'intensité laser sont élevés (dans la limite où l'ionisation reste faible), plus on peut générer des harmoniques d'ordre élevé. En fait, un potentiel d'ionisation élevé signifie même que l'on peut soumettre l'atome à des éclairagements laser élevés sans l'ioniser, comme c'est le cas des gaz rares légers (néon ou hélium).

Le numéro maximal d'ordre d'harmonique observable dans le spectre, N_{max} , peut être déduit par :

$$(III-5) \quad N_{max} \approx \frac{E_{coupure}}{h\nu_{laser}}$$

De nos jours, il est communément admis que des éclairagements laser de l'ordre de $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ peuvent être atteints sans encombre en focalisant un laser Ti: Sa (1,55 eV) de quelques mJ. Il est alors « aisé » de générer des photons ayant une énergie moyenne égale à 60 eV, i. e. un très grand nombre d'ordres harmoniques.

III.3.2. Taux de conversion

L'efficacité de la génération dépend donc de l'ordre harmonique mais également des conditions de la génération (Figure III-6).

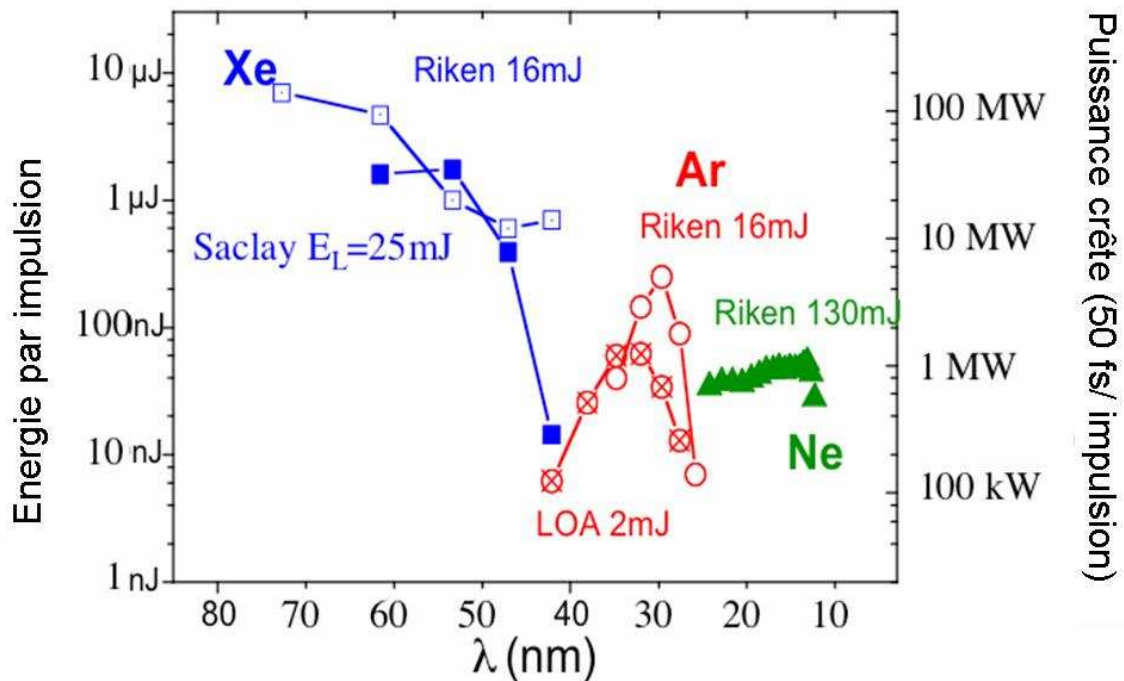


Figure III-6- Harmoniques d'ordre élevé produites dans les gaz. Niveaux d'énergie obtenus avec différentes énergies laser, types de gaz et techniques (cellule, jet ou fibre creuse).

Compte tenu des faibles densités du gaz générateur, l'efficacité de conversion reste assez limitée ; elle varie typiquement de 10^{-4} pour les premiers ordres (3 à 7), généré en régime perturbatif (champ électrique faible devant le champ intra-atomique), à 10^{-5} pour les ordres « faibles » générés dans le xénon (~9 à 30), voire même à 10^{-8} pour les ordres « élevés » au delà de 50 générés dans le néon et l'hélium. En effet, la génération d'harmoniques étant liée à la polarisation non linéaire induite par le champ laser dans le milieu, elle est d'autant plus efficace que l'atome est polarisable. Les gaz rares lourds tels que le xénon, le krypton, ou l'argon ont les polarisabilités statiques les plus élevées.

Le conditionnement du milieu atomique est également important pour l'efficacité d'émission. En effet, il faut réussir à produire un milieu suffisamment long, de densité crête élevée et avec un profil de densité régulier, tout en conservant une pression résiduelle basse afin de préserver les systèmes de pompage. Aussi, différentes configurations sont employées pour produire des harmoniques : le jet [153]-[154], la cellule [155]-[156] ou la fibre creuse [157]-[158] et en injectant du gaz de façon pulsée ou continue.

Les jets sont composés essentiellement d'un piston, entraîné par un électro-aimant, qui alimente une buse de sortie, pouvant être de différentes formes. Le mouvement du piston est produit par la mise sous tension de l'électro-aimant, injectant le gaz dans l'enceinte de façon pulsée ou continue. Le jet doit être déclenché légèrement avant l'arrivée de l'impulsion laser à l'aide d'un signal de synchronisation. La configuration en jet est bien adaptée pour des systèmes de génération où le paramètre confocal du laser générateur (double de la distance correspondant à une taille de faisceau $\sqrt{2}$ fois plus grande que la valeur minimale appelée « waist ») est petit, car la zone d'interaction est elle aussi restreinte (quelques mm).

Pour des valeurs plus grandes de paramètre confocal, comme dans le cas d'expérience sur SCSS (section IV.1.2), une cellule permet d'augmenter fortement la zone d'interaction (quelques cm) commune au laser et au milieu gazeux, et donc l'efficacité de la génération.

L'emploi de fibres creuses remplies de gaz présente plusieurs avantages. Elles permettent d'augmenter la longueur du milieu générateur et produisent un effet de guidage du faisceau laser générateur ; le milieu générateur peut alors être soumis à un éclairage plus constant en limitant fortement les effets de défocalisation par les électrons libres. Finalement, l'accord de phase entre la polarisation non linéaire et les champs harmoniques émis peut être contrôlé de façon plus précise.

Dans le cas de l'injection des harmoniques à SCSS, le paramètre confocal du laser générateur doit être très élevé pour générer des harmoniques de faible divergence pouvant ainsi

bien interagir avec le faisceau d'électrons (de très faible divergence) lors de l'amplification dans le LEL (section IV.1.2). La configuration jet paraît donc clairement désavantagée (la zone d'interaction laser-gaz étant limitée dans ce cas), et de d'autant plus qu'elle nécessite de développer un système de synchronisation supplémentaire entre les paquets d'électrons et le rayonnement harmonique (section VI.2). L'utilisation de fibres creuses, qui donne des résultats très prometteurs surtout aux très courtes longueurs d'onde, reste très difficile à mettre en place en terme de couplage. Ces difficultés sont alors décuplées dans le cas d'un LEL puisqu'il est nécessaire également d'aligner le rayonnement harmonique émis par la fibre avec le faisceau d'électrons. Finalement, les propriétés du rayonnement LEL étant directement reliées à celles du rayonnement injecté, il est important de fournir un signal d'injection stable et reproductible facilement et rapidement. Le choix de la cellule s'explique donc pleinement ici.

Avec un laser dont l'énergie par impulsion utilisée pour la génération est de quelques dizaines de millijoules, l'énergie UVX par impulsion atteint quelques microjoules pour les ordres faibles, tandis qu'elle varie de quelques centaines de nanojoules à quelques nanojoules pour les ordres les plus élevés.

III.3.3. Propriétés du rayonnement

Les principales propriétés des harmoniques sont directement liées à celles du laser utilisé pour les générer.

Ce sont des sources linéairement polarisées [149], la polarisation linéaire du faisceau harmonique étant parallèle à celle du laser. La polarisation circulaire du laser IR ne permet pas de générer les harmoniques. En effet, la génération d'harmoniques décroît très rapidement avec le degré d'ellipticité du champ laser : il n'y a plus de recollisions et de recombinaisons possibles de l'électron avec le cœur ionique.

Des études approfondies ont montré un degré de cohérence intrinsèque élevé, aussi bien temporellement [87]-[89] que spatialement [90]-[92]. D'autre part, il est possible de produire deux, ou plus, sources harmoniques distinctes mais mutuellement cohérentes, à partir de deux impulsions laser mutuellement cohérentes. Les deux sources UVX peuvent être séparées dans l'espace [159]. Elles interfèrent alors avec un bon contraste en champ lointain après propagation et recouvrement spatial des faisceaux. Cette propriété originale peut être utilisée en interférométrie ; elle a permis de réaliser une cartographie 2-D de la densité électronique d'un plasma produit par laser [160]. L'analogie temporelle de cette technique, qui consiste à produire deux impulsions harmoniques séparées en temps, mais bloquées en phase, a également été

démontré [161]. Il a été utilisé pour le diagnostic de plasmas par interférométrie fréquentielle UVX [162].

Les impulsions harmoniques sont, de plus, très courtes (classiquement de quelques ps à quelques fs), et peuvent être émises sur une grande bande spectrale allant de l'UV à l'XUV et à un taux de répétition relativement élevée (Hz à kHz) [163]-[164]. Le rayonnement harmonique est émis dans l'axe de propagation du laser et avec une divergence assez faible (typiquement 1 à 10 mrad).

III.4.Optimisation du signal harmonique

La génération d'un signal harmonique intense nécessite avant tout de choisir convenablement le type de gaz générateur et la géométrie de la focalisation du laser IR en fonction du domaine spectral UVX, puis d'ajuster certains paramètres, tels que l'éclairement laser, et la pression du gaz injecté.

L'optimisation réalise un compromis entre plusieurs conditions :

- (i) un éclairement laser élevé, induisant un dipôle atomique élevé, inférieur cependant à l'éclairement de saturation pour lequel le milieu est fortement ionisé.
- (ii) une forte pression de gaz, inférieure cependant à la pression pour laquelle les électrons libres induisent une défocalisation du faisceau laser (le profil radial de densité d'électrons libres, du fait de l'éclairement plus important sur l'axe de propagation, correspond par réfraction à une lentille divergente).
- (iii) un bon accord de phase dans un grand volume. En général, en optimisant les paramètres ci-dessus, on réalise la condition d'accord de phase sur toute la longueur du milieu, mais uniquement dans une fenêtre temporelle limitée dans l'impulsion laser. La géométrie dite « focalisation longue », pour laquelle les caractéristiques spatiales du faisceau laser (phase, éclairement) varient lentement, est favorable à l'accord de phase [165]-[168].

Pour varier la focalisation et l'éclairement, on peut ajuster le diamètre du faisceau laser (ouverture numérique et énergie réglées à l'aide d'un diaphragme en entrée de chaîne).

La durée d'impulsion est également un paramètre d'optimisation, via le réglage du compresseur du laser de génération. Plus la durée d'impulsion est courte plus l'éclairement de saturation est élevé, ce qui permet d'augmenter l'éclairement en limitant l'ionisation. Certaines applications nécessitent une durée d'impulsion spécifique, ce qui empêche toute variation de ce paramètre.

IV.Présentation de l'expérience d'injection

IV.1.Implantation générale

IV.1.1.Le site scientifique de SPring-8 au Japon

Lasers et sources de rayonnement synchrotron sont des outils de première importance dans un grand nombre de domaines, de la recherche fondamentale aux applications industrielles. Des efforts importants sont faits dans le monde entier pour développer la prochaine génération de source de lumière : plus puissante grâce à une durée d'impulsion inférieure à la picoseconde, plus brillante et surtout plus cohérente. Au Japon, le RIKEN (Institut de Recherche en Science et Technologies) a lancé en 2002 un programme de recherche pour un Laser à Electrons Libres à rayons X [47], [53] (8 GeV) basé sur le principe du rayonnement SASE et implanté sur le site de l'anneau de rayonnement synchrotron SPring-8 (Super Photon ring at 8 GeV) : la source compacte de SPring-8, SCSS (SPring-8 Compact Sase Source), également appelée projet XFEL. Dans un premier temps, les technologies nécessaires à la réalisation de cette installation ont été développées et testées sur un prototype : le Prototype de l'accélérateur SCSS. Cette machine de 40 m de long a permis de générer un rayonnement « laser » à 50 nm en Juin 2006 [110] en utilisant un faisceau d'électrons de 250 MeV d'énergie. Depuis 2006, les travaux du XFEL ont commencé ; les premiers photons sont attendus pour 2010.



Figure IV-1- Vue aérienne du site d'implantation du Prototype de l'accélérateur SCSS, ainsi que du projet XFEL japonais.

IV.1.2. Implantation spécifique à l'expérience d'injection sur le LEL

L'expérience d'injection (Figure IV-2) se décompose en trois parties principales : le système laser intense infrarouge (section IV.3.1), l'expérience de génération d'harmoniques dans les gaz (section IV.3.2) et le LEL du Prototype de l'accélérateur SCSS (section IV.2).

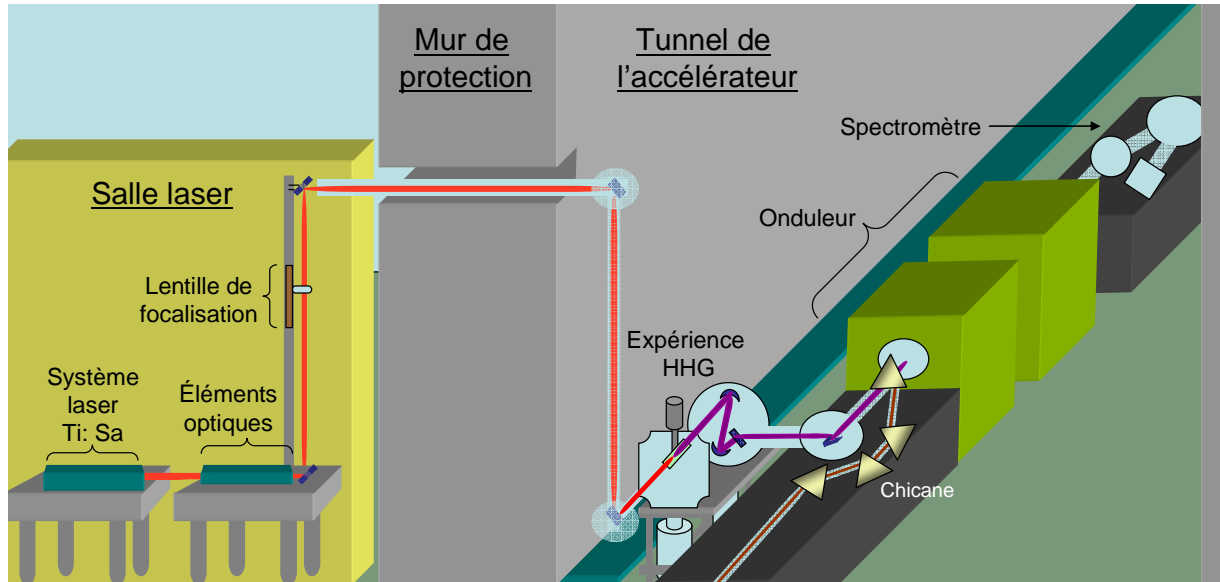


Figure IV-2- Implantation générale de l'expérience de génération d'harmoniques dans les gaz sur le LEL du Prototype de l'accélérateur SCSS.

Au départ, l'installation laser génère un faisceau infrarouge (IR) intense qui est d'abord mis en forme puis focalisé lentement, par l'intermédiaire d'une lentille de grande distance focale, $f=7$ m, dans l'expérience de génération d'harmoniques, installée dans le tunnel de l'accélérateur parallèlement à la trajectoire du faisceau d'électrons. L'utilisation d'un grand paramètre confocal pour le laser qui génère les harmoniques permet en fait d'optimiser le recouvrement spatial dans l'onduleur entre le faisceau harmonique et le faisceau d'électrons (de très faible divergence), car la divergence du faisceau harmonique est directement liée à celle du laser générateur. La lentille de focalisation étant située dans la salle laser, le faisceau infrarouge traverse un mur de protection en béton préalablement percé à 2,3 m de hauteur (hauteur réglementaire pour la sécurité au rayonnement), avant d'entrer finalement, grâce à un double système de périscope, dans l'expérience de génération d'harmoniques. Cette dernière est composée de deux chambres, la première générant les impulsions harmoniques et la seconde dont les éléments optiques refocalisent et transportent ce rayonnement pour le superposer avec le faisceau d'électrons (section VI.1) au niveau de l'onduleur du LEL. Pour cela, le dernier élément optique du transport harmonique est positionné sur l'axe de la trajectoire du faisceau d'électrons au niveau d'une

chicane qui dévie provisoirement le faisceau d'électrons. Le faisceau harmonique est temporellement synchronisé (section VI.2) avec le faisceau d'électrons. Finalement, les différents rayonnements optiques, laser IR, harmonique, émission spontanée de l'onduleur et émission amplifiée du rayonnement injecté, sont observés sur la caméra CCD d'un spectromètre (section IV.4).

IV.2.L'installation Laser à Electrons Libres

Le LEL du Prototype de l'accélérateur SCSS ([169]-[170], Figure IV-3) a été conçu dans une configuration simple passage, et son fonctionnement est basé sur des composants majeurs tout à fait innovants présentés dans les sections suivantes.

La génération d'un faisceau d'électrons, l'accélération et la compression temporelle de ce faisceau et, finalement, la production d'un rayonnement laser amplifié dans un onduleur, sont des étapes nécessaires à l'obtention d'une émission SASE.

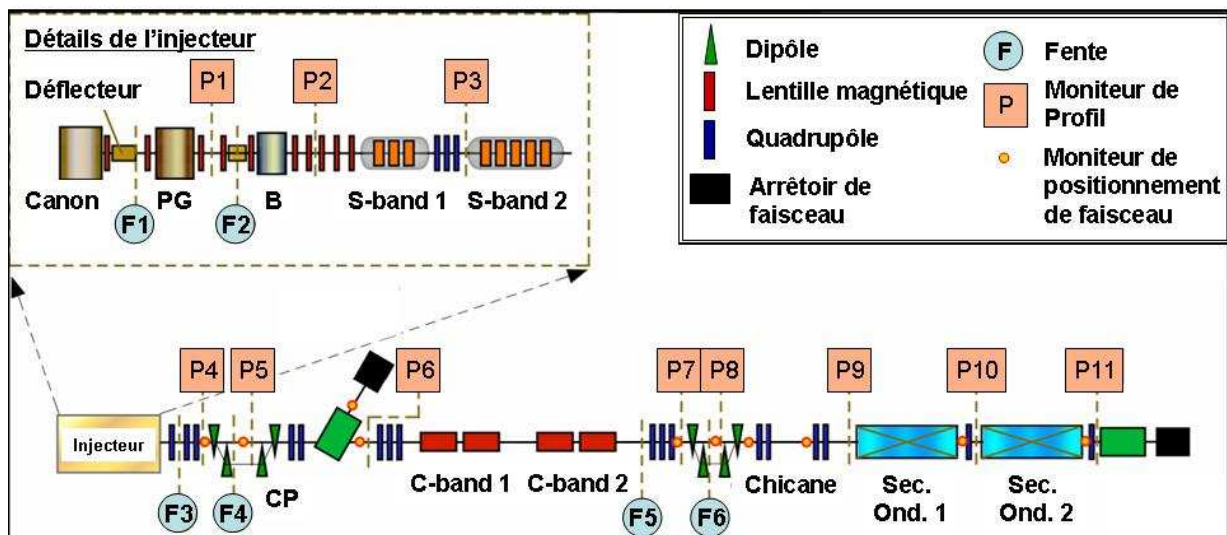


Figure IV-3- Dessin schématique du LEL du Prototype de l'accélérateur SCSS [169]. PG est utilisé pour Pré-Groupeur, B pour Booster, CP pour compression de paquets. S-band (2856 MHz) ainsi que C-band (5712 MHz) correspondent au type de section accélératrice.

IV.2.1.L'injecteur d'électrons

Le système d'injection (Figure IV-3, Figure IV-5) consiste en un canon à électrons de 500 kV à émission continue [171]. Les électrons sont générés par une cathode thermo-ionique ([172], Figure IV-4) constituée d'un mono cristal de CeB_6 chauffé à 1500°C par l'intermédiaire d'un manche en graphite qui produit un champ électrique uniforme sur la cathode. Le graphite est

mécaniquement et chimiquement très stable, même à très haute température, et ne s'évapore pas comme beaucoup de métaux.

Le gain du LEL et donc l'émission de lumière étant directement liés à la qualité de la source d'électrons injectée, il est primordial, d'un point de vue utilisateur, d'obtenir un faisceau d'électrons le plus stable possible sur des longues périodes de fonctionnement. La configuration thermo-ionique présente donc un net avantage, par rapport à un canon RF (Radiofréquence) associé à une photocathode [173]-[178], puisqu'elle permet de générer un faisceau de très grande stabilité générale, i. e. à la fois de pointé, de courant, d'émittance.... Ce haut degré de stabilité provient de la stabilité intrinsèque de l'émission de la cathode thermo-ionique. L'émission d'une photocathode étant directement reliée à la stabilité du laser générateur, une source supplémentaire de fluctuations est donc introduite. Sur une échelle de temps plus longue (typiquement quelques mois), une photocathode se dégrade fortement ; il est donc nécessaire de la changer régulièrement ce qui n'est pas nécessaire pour une cathode thermo-ionique. De plus, l'efficacité quantique de la photocathode (10^{-2} à 10^{-5} suivant la technologie employée) est très dépendante du niveau de vide et du courant d'obscurité. Ce dernier est non négligeable puisque de très forts champs d'accélération (par rapport à une cathode thermo-ionique) sont nécessaires pour réduire les effets de charge d'espace.

Néanmoins, l'utilisation d'une cathode thermo-ionique nécessite principalement une compression temporelle bien plus importante, puisque le canon produit une émission quasi-continue alors qu'une photocathode génère des impulsions de quelques ps de durée. En fait, la forte compression d'un faisceau d'électrons s'accompagne d'un effet de charge d'espace néfaste qui peut faire augmenter fortement l'émittance du faisceau. Aussi, pour réduire l'émittance typique des cathodes thermo-ionique (30π mm.mrad), la taille de ces dernières a été réduite jusqu'à utiliser un monocristal de 3 mm de diamètre dans notre cas.

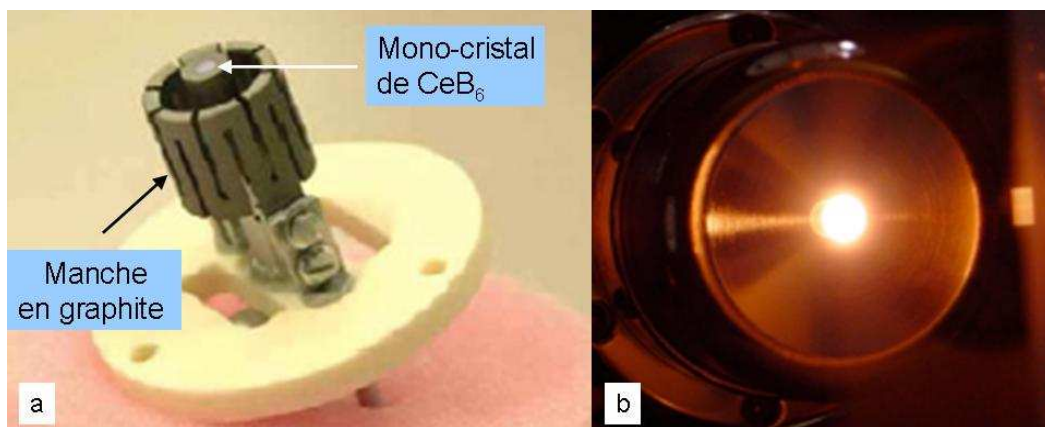


Figure IV-4- La cathode thermo-ionique [172]. a) principaux composants. b) image de l'émission d'électrons.

Le canon à électrons délivre, dans les conditions normales, i. e. à 60 Hz, des paquets d'électrons d'une durée de l'ordre de la μ s. Un déflecteur magnétique associé à un générateur de haute tension pulsé et très rapide découpe temporellement les paquets à l'échelle de la ns, donnant un courant crête d'environ 1 A.

Dans l'injecteur, plusieurs éléments sont dédiés à l'accélération et à la compression : un pré-groupeur (238 MHz), une cavité booster (476 MHz), et deux sections S-Band (2856 MHz, 20 MV/m). Pour des faibles énergies, la technique de « velocity bunching » [179]-[180] permet de compresser efficacement le faisceau d'électrons en utilisant les propriétés de mise en paquets des ondes RF. Si des électrons, de vitesse de phase légèrement plus faible que celle de l'onde RF, sont injectés à une phase d'accélération nulle, ils glissent en arrière jusqu'à la phase crête de l'accélération. La queue du faisceau d'électrons, naturellement de vitesse plus faible que la tête, fait donc l'expérience d'un champ accélérateur plus fort que la tête : le faisceau se comprime petit à petit en se propageant dans une section droite. Afin d'obtenir la meilleure efficacité de compression, un travail important consiste à optimiser la phase RF du pré-groupeur.

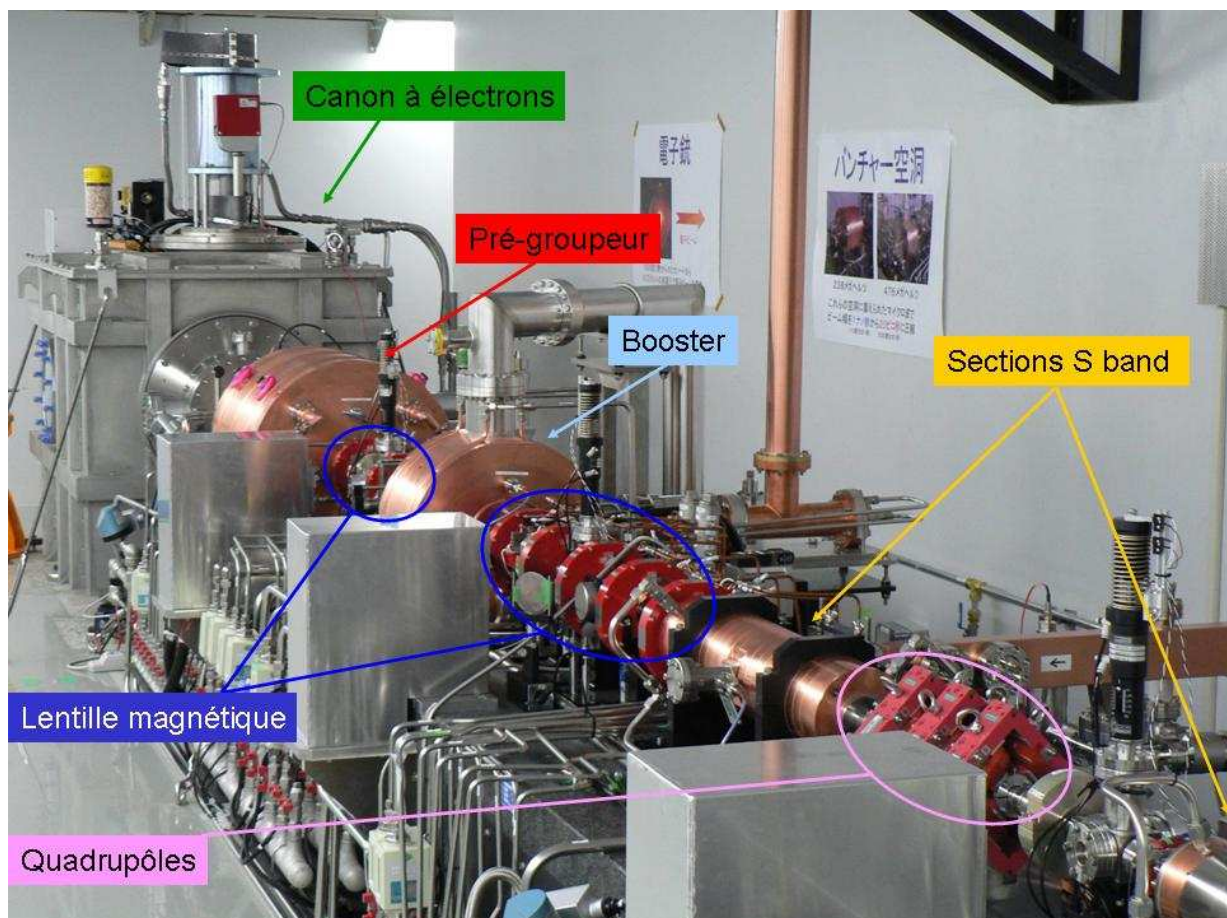


Figure IV-5- Le système d'injection d'électrons.

A la sortie du pré-groupeur, même si l'énergie du faisceau n'est encore que de 0,43 MeV, le courant crête est fortement augmenté jusqu'à 5 A dans une impulsion de 200 ps FWHM (Full Width Half Maximum ou largeur à mi-hauteur), suite à 1,6 m de section droite. Ensuite, la cavité booster permet de monter l'énergie jusqu'à 1 MeV. A l'entrée de la première section accélératrice S-Band, le courant crête atteint 50 A dans une impulsion de 10 ps FWHM (1,3 m de section droite). Finalement, l'énergie approche 50 MeV après la seconde section S-band, avec 80 A de courant crête dans une impulsion de 6 ps FWHM.

Pour l'expérience d'injection des harmoniques, le taux de répétition du faisceau d'électrons a été modifié à 10 Hz afin de suivre celui du laser IR et donc des harmoniques (Tableau IV-4). Tous les paquets d'électrons sont alors amplifiés dans l'onduleur et non un sur six comme dans le cas d'un taux de répétition du faisceau d'électrons de 60 Hz.

Le Tableau IV-1 présente les valeurs typiques des paramètres du faisceau d'électrons dans l'injecteur. Les valeurs d'énergie, courant crête et durée d'impulsion correspondent à la dernière évaluation faite avec le code PARMELA [181]-[182], alors que celles de l'émittance normalisée ont été mesurées par la méthode de double fente [171].

Tableau IV-1- Principaux paramètres du faisceau d'électrons dans l'injecteur. E est l'énergie, I_c le courant crête, τ_e la durée d'impulsion, q la charge et ε_N l'émittance normalisée.

Paramètres	$Taux\ Rep.$	E	I_c	τ_e	q	ε_N
Unités	Hz	MeV	A	ns	nC	$\pi.mm.mrad$
Sortie du déflecteur de faisceau	10	0,5	1-3	1	1-3	0,6
Sortie d'injecteur	10	50	80	0,006	0,48	1

IV.2.2. Le LINAC

Alors que de nombreux projets de LELs (comme le XFEL européen) préconisent actuellement l'utilisation de la technologie supraconductrice d'accélération principalement à une fréquence de 1,3 GHz (L-Band) [183]-[186], l'accélération sur le prototype de SCSS est réalisée à plus haute fréquence : 5712 MHz (C-Band) (Figure IV-6, [187]-[188]). La technologie supraconductrice présente l'avantage de travailler en mode continu, mais le gradient d'accélération est limité typiquement autour de 25 MV/m, alors qu'il est de 35 MV/m dans le cas de SCSS. Dans l'optique de générer un rayonnement X ($\sim 1 \text{ \AA}$), l'énergie du faisceau d'électrons devant atteindre plusieurs GeV (8 GeV pour SCSS et 17,5 GeV pour le XFEL européen), la longueur du linac devient démesurée avec un faible gradient (1,5 km pour le XFEL européen au

lieu de 350 m pour SCSS) et donc également le coût. De plus, le développement de cavités supraconductrices est bien plus complexe et la maintenance plus importante, alors que la technologie par conduction classique a été bien étudiée et présente un coût raisonnable.

En fonctionnement standard, l'énergie du faisceau est augmentée au moyen de deux sections accélératrices C-Band à fort gradient d'accélération (~ 30 MV/m), jusqu'à 250 MeV, ce qui permet dans le cas du prototype de l'accélérateur SCSS, de générer un rayonnement autour de 50 nm en sortie d'onduleur [170]. Chaque unité d'accélération, composée de deux tubes type « choke mode » (Figure IV-6, [189]) de 1,8 m de long, reçoit une puissance RF de 50 MW venant d'un « klystron » et délivrée de façon équivalente à chaque tube. Les tubes sont composés de 91 cellules (Figure IV-6 c), sous-structures dans lesquelles a été ajouté un anneau en SiC (carbure de silicium), absorbeur de micro-onde. Les cavités choke mode permettent de s'affranchir partiellement des instabilités de faisceau causées, lors de l'accélération, par la génération de champs de sillage (modes de haut ordre ou HOM). *Lors de l'expérience d'injection des harmoniques, suite au non fonctionnement du klystron de la deuxième section accélératrice, l'énergie finale atteinte n'a pu excéder 150 MeV (Annexe I).*

Même si une compression importante a été réalisée par « velocity bunching », il est nécessaire d'utiliser deux chicane de compression supplémentaires pour générer un faisceau groupé avec une durée d'impulsion de l'ordre de 1 ps FWHM.

Le Tableau IV-2 donne les valeurs des principales propriétés du faisceau d'électrons pour un fonctionnement classique. Le faisceau ainsi produit possède des caractéristiques remarquables : une très bonne stabilité générale, une émittance et une dispersion en énergie très faible, et une durée d'impulsion très courte. Les valeurs estimées ont été obtenues par des simulations effectuées avec PARMELA. La durée d'impulsion a été mesurée en induisant une dérive en énergie avec le gradient du champ RF [169]. La relation énergie/phase permet ensuite, en plaçant un écran sur la trajectoire du faisceau d'électrons, de mesurer la dimension transverse correspondante à la durée du paquet d'électrons. La charge est évaluée en permanence sur un moniteur de courant (système de triode). La brillance (rapport du courant crête sur le produit de l'émittance normalisée en x par l'émittance normalisée en y) est estimée d'après l'évolution du rapport de l'émission SASE sur l'émission spontanée en fonction du paramètre de déflexion de l'onduleur [169]. Les valeurs d'émittance normalisée ont été mesurées pour un faisceau de 250 MeV par la méthode de variation de quadrupôles (Q-scan, [169]), et celles de la stabilité correspondent à une analyse des variations tir à tir au niveau de la seconde chicane de compression sur une période de 2 à 3 heures [169].

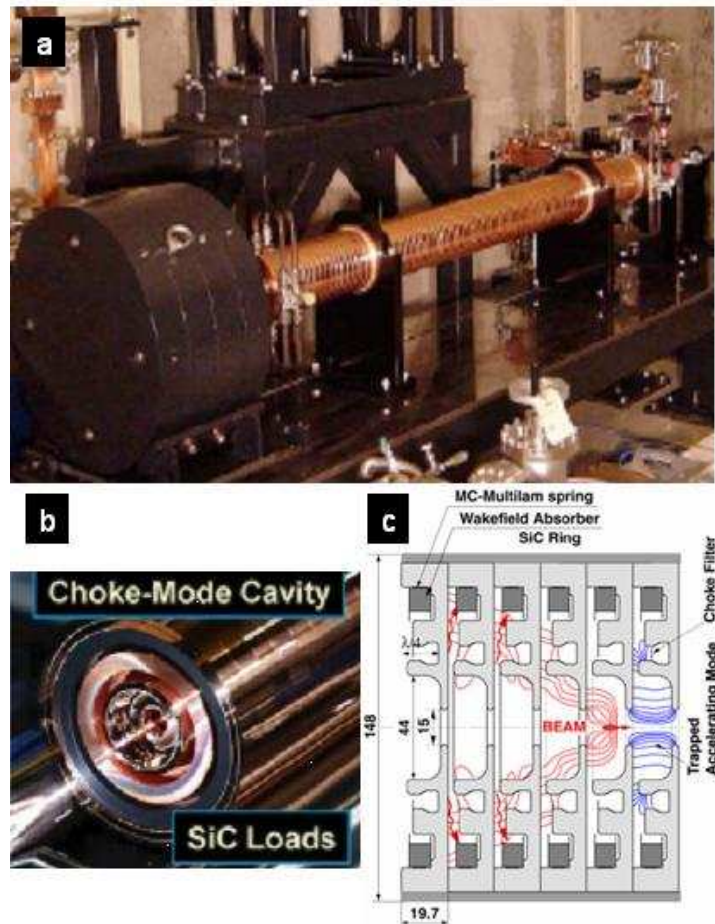


Figure IV-6- Section accélératrice C-Band. a) Vue extérieure d'un tube. b) Cavité choke mode. c) Structure interne d'une cellule.

Tableau IV-2- Paramètres principaux du faisceau d'électrons. Valeurs estimées ou mesurées (soulignées) pour l'expérience d'injection. E est l'énergie, γ_0 l'énergie normalisée, σ_γ la dispersion en énergie, τ_e la longueur de paquet, q la charge du paquet, I_c le courant crête, B_e la brillance, ϵ_N l'émittance normalisée et E_{stab} la stabilité en énergie.

$Taux$ $Rep.$	E	γ_0	σ_γ	τ_e	q	I_c	B_e	$\epsilon_{N,x}/\epsilon_{N,y}$	$Pointé$	E_{stab}
Hz	MeV		%	ps FWHM	nC	kA	A/ (π .mm.mrad) ²	π mm.mrad	% rms	% FWHM
10	~150	~300	<u>$\leq 0,145$</u>	<u>$\leq 1,1$</u>	<u>$\sim 0,35$</u>	$\sim 0,3$ - 0,6	~ 150 -300	<u>$2/2$</u>	<u>20</u>	<u>0,37</u>

IV.2.3.L'onduleur sous vide

L'onduleur ([8], Figure IV-7) est divisé en deux sections indépendantes mais identiques de 4,5 m de long et séparées par une section droite de 1,5 m. La technologie sous vide, employée ici, permet de travailler à des entrefers très petits, puisqu'il n'y a plus de limitation due au tube à vide dans lequel passe le faisceau d'électrons. Sur SCSS, l'entrefer minimum est de 3 mm pour

éviter la diffraction du rayonnement optique produit et la désaimantation des aimants par le faisceau d'électrons. Un onduleur complètement « ouvert » correspond à 25 mm d'entrefer.

En rapprochant les aimants du faisceau d'électrons (entrefer réduit), des périodes spatiales d'aimants plus petites peuvent être employées tout en soumettant le faisceau d'électrons à un même champ magnétique (équation (IV-1)). Ainsi, à énergie d'électrons équivalente par rapport à une technologie classique, un rayonnement à plus courte longueur d'onde est généré (équation (I-1)). Chaque section se compose en fait de 300 périodes spatiales de 15 mm. Cependant, l'utilisation d'un onduleur sous vide implique de garder un vide très poussé (typiquement 10^{-8} mbar) et donc de n'employer aucun matériau dégazant et de fixer de façon mécanique l'ensemble des aimants et non à l'aide de colles.

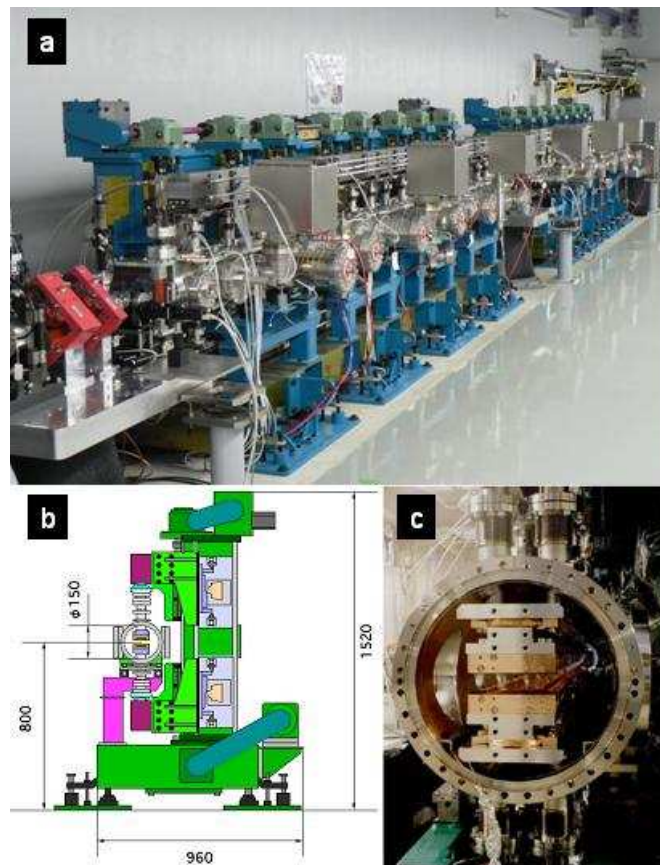


Figure IV-7- L'onduleur sous vide. a) Vue extérieure des deux sections. b) Schéma de la coupe transverse. Les valeurs exprimées sont en mm. c) Vue de l'intérieur.

Le champ magnétique est généré par deux séries verticales d'aimants permanents en NdFeB (Néodyme Fer Bore), suivant une disposition dite « Halbach inclinée », i.e. avec un champ magnétique tourné par rapport à l'axe vertical, ici à 45° ([8], Figure IV-9, équation (IV-1)). Chaque période spatiale est composée de quatre de ces aimants (Figure IV-8, Figure IV-9).

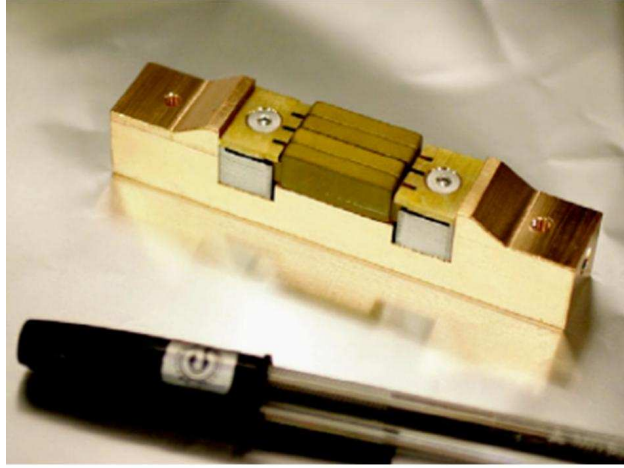


Figure IV-8- Série de 4 aimants NdFeB constituant une période spatiale de l'onduleur.

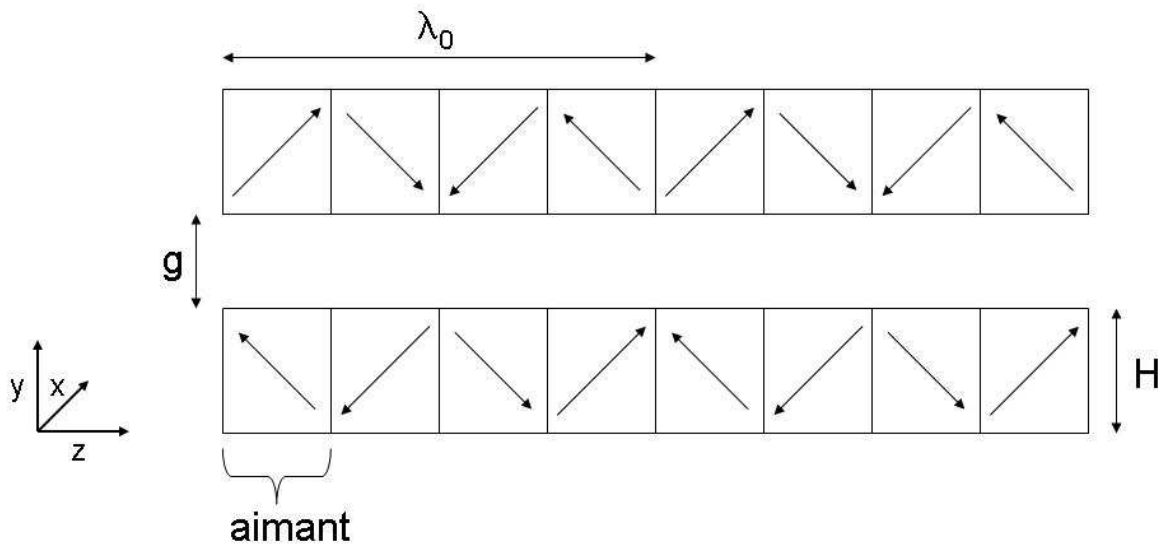


Figure IV-9- Schéma de la disposition Halbach inclinée à 45°. Les flèches symbolisent la direction de la magnétisation du champ. g est l'entrefer, H la hauteur des aimants et λ_0 la période spatiale de l'onduleur.

Dans cette configuration, l'amplitude du champ magnétique crête sur l'axe vertical y (B_0) est liée aux principales caractéristiques de l'onduleur selon la formule suivante dans laquelle g est l'entrefer, B_r le champ rémanent des aimants, H leur hauteur et λ_0 la période spatiale de l'onduleur (Tableau IV-3).

$$(IV-1) \quad B_0 \approx \frac{4\sqrt{2}B_r}{\pi} \left(1 - e^{-\frac{2\pi H}{\lambda_0}} \right) e^{\frac{\pi g}{\lambda_0}} = 1,7535 \cdot e^{-0,21642g}$$

Les mouvements de montée et descente des ensembles d'aimants sont autonomes (guidés par deux moteurs pas à pas différents) et permettent donc de changer à la fois l'entrefer et la hauteur générale de l'onduleur pour centrer le faisceau.

Entre les deux sections d'onduleur un quadrupôle focalisant dans le plan horizontal a été ajouté afin de conserver une taille horizontale raisonnable du faisceau d'électrons.

Dans la réalité, la seconde section d'onduleur n'a pas été parfaitement optimisée, le champ magnétique sur l'axe vertical n'étant pas bien homogène, si bien que son entrefer doit être légèrement plus petit pour obtenir le même paramètre de déflexion que dans la première section et donc émettre une longueur d'onde similaire (équations (I-1) et (I-3)). Le Tableau IV-3 donne les caractéristiques de chaque section en fonctionnement usuel.

Tableau IV-3- Caractéristiques des sections d'onduleur. Paramètres fixes : B_r le champ rémanent des aimants, H la hauteur des aimants, λ_0 la période spatiale de l'onduleur, N_p le nombre de périodes. **Paramètre à fixer :** g l'entrefer nominal. **Paramètres déduits pour une énergie du faisceau d'électrons de 153,9 MeV :** B_0 le champ magnétique crête vertical (suivant y) de l'onduleur, K le paramètre de déflexion et λ_r la longueur d'onde de résonance.

Paramètres	B_r	H	λ_0	N_p	g	B_0	K	λ_r
Unité	T	mm	mm		mm	T		nm
Section 1	1,2	8	15	300	~3,52	~0,982	~1,376	~161
Section 2	1,2	8	15	300	~3,35	~0,982	~1,376	~161

IV.3. Le système de génération d'harmoniques dans les gaz

IV.3.1. Le système laser utilisé pour la génération d'harmoniques

IV.3.1.i. L'installation laser

L'installation laser est basée sur l'utilisation des technologies Ti: Sa et CPA (Chirped Pulsed Amplification). L'ensemble du système de fonctionnement est schématisé sur la Figure IV-10. Il se décompose en plusieurs sous unités laser, dont les performances sont données dans le Tableau IV-4.

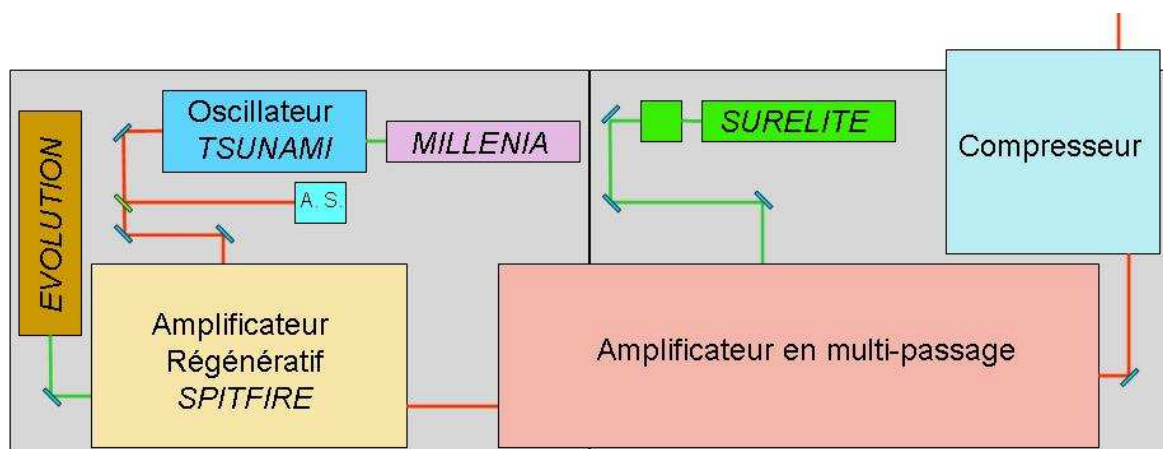


Figure IV-10- Chaîne laser. A. S. correspond à analyseur de spectre.

Tableau IV-4- Caractéristiques de l'installation laser. Valeurs données par les constructeurs, excepté celles de la puissance moyenne ainsi que de la durée d'impulsion qui correspondent ici aux dernières mesures réalisées par l'ingénieur de Coherent juste avant l'expérience d'injection. AMP correspond à « Amplificateur Multi-Passage ». λ est la longueur d'onde d'émission, P_M la puissance moyenne, τ la durée d'impulsion. $E_{impulsion}$ et E_{stab} sont l'énergie par impulsion ainsi que la stabilité associée. $Pol.$ est la polarisation Horizontale (H) ou Verticale (V). NM est utilisé pour "Non Mesurable".

	Millennia	Tsunami	Evolution	Spitfire	Surelite	AMP	Compresseur
λ (nm)	532	800	523	800	532	800	800
P_M (W)	4,3	0,7	3,9	0,7	3,1	0,84	>0,5
$Taux Rep.$ (Hz)	CW	80 10^6	10^3	10^3	10	10	10
τ (ps, FWHM)	NM	0,08	200 10^3	100	4 10^3	100	0,11
$E_{impulsion}$ (mJ)	NM	8,75 10^{-6}	3,9	0,7	310	84	≤ 50
E_{stab} (%)	1	<5		<1	3,5	<5	<5
$Pol.$	V	V	V	V	V	H	H

La base de l'installation est un oscillateur Ti: Sa femtoseconde à blocage de modes (Tsunami, Spectra-Physics) qui émet un rayonnement autour de 800 nm et à 80 MHz. Une petite partie du rayonnement de l'oscillateur est extraite et envoyée sur un analyseur de spectre (A. S., IST-Rees, 350-1000 nm) afin de pouvoir vérifier en permanence la longueur d'onde d'émission, référence spectrale de toute l'installation. Grâce à la large bande d'absorption du Tsunami dans le bleu et le vert, l'énergie nécessaire au processus d'amplification laser peut être fournie par un laser pompe continu (Millennia V, Spectra-Physics). Ce dernier est composé d'un cristal de Nd: YVO₄ (orthovanadate d'yttrium à dopage néodyme) lui-même pompé par un système de diodes lasers, et suivi d'un cristal de LBO (triborate de lithium) intracavité pour réaliser un doublage de fréquence.

Le premier niveau d'amplification consiste en un amplificateur « régénératif » Ti: Sa (Spitfire, Spectra-Physics) fonctionnant à 1 kHz, dans lequel un ensemble de deux réseaux, « l'étireur », étendent temporellement le faisceau IR (de 80 fs FWHM à 100 ps FWHM) avant amplification afin d'éviter d'endommager le barreau de Ti: Sa soumis à une forte densité au point de focalisation. Le laser de pompe utilisé ici (Evolution, Spectra-Physics) est un Nd: YLF (fluorure de lithium et d'yttrium à dopage néodyme) pompé par diodes, et également doublé en fréquence par un cristal de LBO intracavité.

Le second niveau d'amplification est assuré par un amplificateur dit « multipassage » (Coherent) en arrangement nœud papillon. Ce dernier est pompé par un laser Nd: YAG (grenat d'yttrium et

d'aluminium) en mode déclenché actif et doublé en fréquence (Surelite, Coherent), lui-même pompé par un système de lampes flash. En bout de chaîne, deux autres réseaux formant « le compresseur » recompressent le faisceau temporellement de plusieurs ordres de grandeurs (de 100 ps FWHM à 100 fs FWHM). L'installation fournit alors un faisceau IR de forte énergie par impulsion (≤ 50 mJ) à 10 Hz et de courte durée d'impulsion (~ 100 fs).

IV.3.1.ii. Adaptation du faisceau laser

Afin d'élaborer un système de mise en forme laser adapté à notre expérience et à une génération d'harmoniques efficace, il est essentiel de calculer l'évolution de la taille transverse du faisceau IR en fonction des paramètres laser de génération.

D'abord, l'évaluation de la taille du waist (taille minimale du faisceau, rayon en $1/e^2$) dans la cellule de gaz détermine le taux de conversion du processus de génération d'harmoniques [165]-[168].

De plus, la densité d'énergie ne doit pas dépasser sur chaque miroir du système de transport (CVI, TLMB-800-45-2037) la limite des 100 mJ/cm^2 pour un fonctionnement quotidien et 300 mJ/cm^2 même pour une utilisation temporaire [190].

Calculer la taille transverse du faisceau IR permet également de déterminer la longueur de tube sous vide à mettre avant la cellule pour éviter l'automodulation de phase [191] du faisceau laser focalisé (dépendant de la densité de puissance) qui dégrade la distribution Gaussienne du faisceau. L'automodulation de phase est un effet optique non linéaire d'interaction lumière-matière. Une impulsion ultra courte, lorsqu'elle voyage dans un milieu matériel, induit une variation de l'indice de réfraction de ce milieu par effet Kerr [192]. Cette variation induit à son tour un décalage de phase dans l'impulsion, ce qui conduit à une modification du spectre en fréquence de l'impulsion, pouvant se révéler très préjudiciable dans notre expérience.

Le modèle employé ici est basé sur la propagation des modes non purement Gaussiens [193], i.e. prenant en compte le facteur de qualité Gaussien du faisceau M^2 [194], $M^2 > 1$ correspondant à un faisceau présentant une distribution non purement gaussienne. L'évolution de la taille transverse du faisceau (rayon en $1/e^2$), $W(z)$ en fonction de la coordonnée longitudinale z , peut être calculée avec les formules suivantes :

$$(IV-2) \quad W(z) = w_o \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R} \right)^2}$$

$$(IV-3) \quad Z_R = \frac{4M^2 \lambda f_{\#}^2}{\pi} = \frac{\pi w_o^2}{M^2 \lambda}$$

$$(IV-4) \quad f_{\#} = \frac{f}{\Phi}$$

$$(IV-5) \quad \text{et } w_o = \frac{2M^2 f_{\#} \lambda}{\pi}$$

Avec w_o le waist du laser, Z_R la longueur de Rayleigh (distance sur laquelle la taille du faisceau est multipliée par $\sqrt{2}$), λ la longueur d'onde (i. e. 800 nm), $f_{\#}$ le nombre de focale (nombre d'ouverture), Φ le diamètre apparent du faisceau (en $1/e^2$) et f la longueur de focale de la lentille de génération ($f=7$ m).

Techniquement, ces formules ne sont utilisables que si le faisceau laser est parfaitement collimaté au niveau de la lentille de focalisation (CVI, PLCX-50,8-3605-C-800). En pratique, il s'avère qu'en sortie de compresseur, il ne l'est pas parfaitement. Pour y remédier, un système à géométrie « afocale », ensemble composé d'une lentille défocalisante (CVI, PLCC-10,0-10,3-C-800) puis d'une autre focalisante (CVI, PLCX-50,8-51,5-C-800), a été disposé sur une table optique (Figure IV-11) située dans la salle laser.

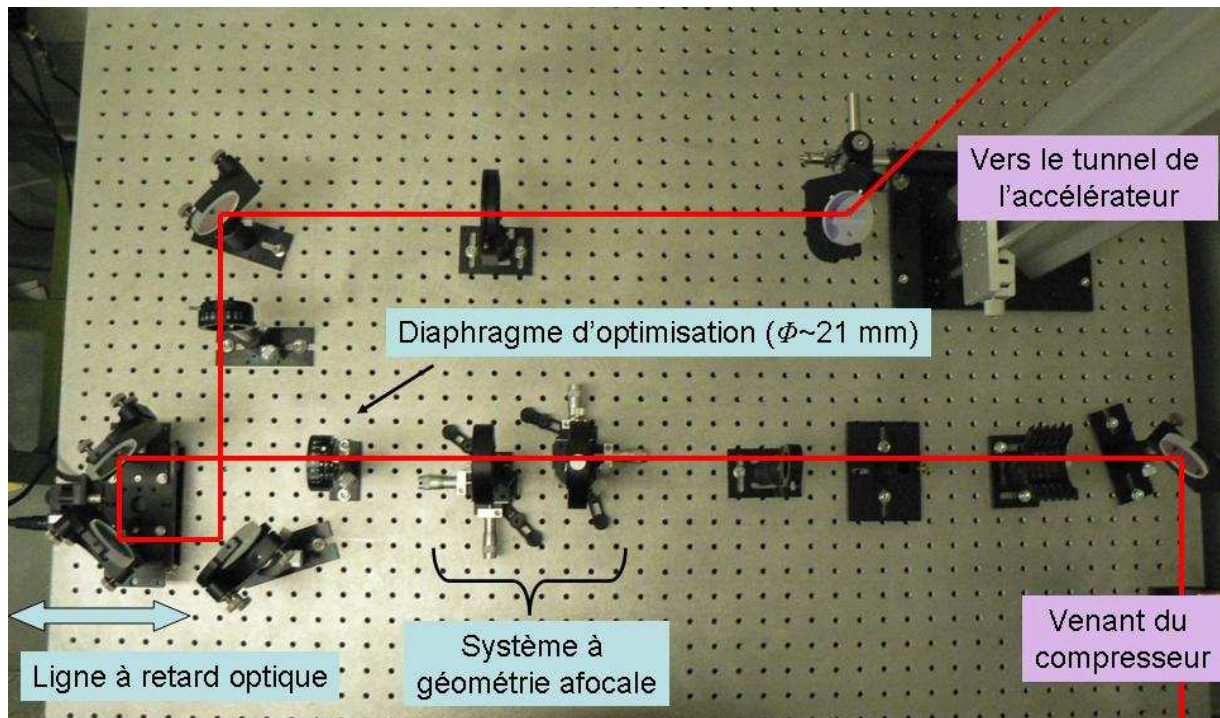


Figure IV-11- Table optique de mise en forme située à l'intérieur de la pièce laser. La ligne à retard optique est détaillée en section VI.2. Φ est le diamètre apparent du faisceau IR.

La géométrie afocale (Figure IV-12) permet non seulement d'ajuster le parallélisme du faisceau incident en jouant sur la distance entre les deux lentilles, mais également, par un choix judicieux des distances focales du couple de lentilles (-20 mm puis 100 mm de distance focale),

de quintupler le diamètre du faisceau. La densité de puissance est alors réduite sur les miroirs IR de propagation par un facteur 25, relâchant les contraintes de résistance des miroirs, et l'énergie laser est également augmentée, ce qui favorise la génération d'harmoniques. Cette configuration permet, de plus, de réduire la taille du faisceau IR au point de focalisation dans la cellule (puisque le diamètre générateur est plus grand, équations (IV-4) et (IV-5)), augmentant ainsi fortement la densité de puissance au bénéfice du processus de génération. Dans notre cas, avec un diamètre du faisceau laser de 5 mm à la sortie du compresseur, le diamètre apparent du faisceau laser disponible pour la génération est de 25 mm. Associé au système afocal, un simple diaphragme, réglable finement, permet d'ajuster le diamètre du faisceau IR, et donc de changer légèrement à la fois la taille et la densité de ce même faisceau au niveau de la cellule, pour optimiser une nouvelle fois la génération.

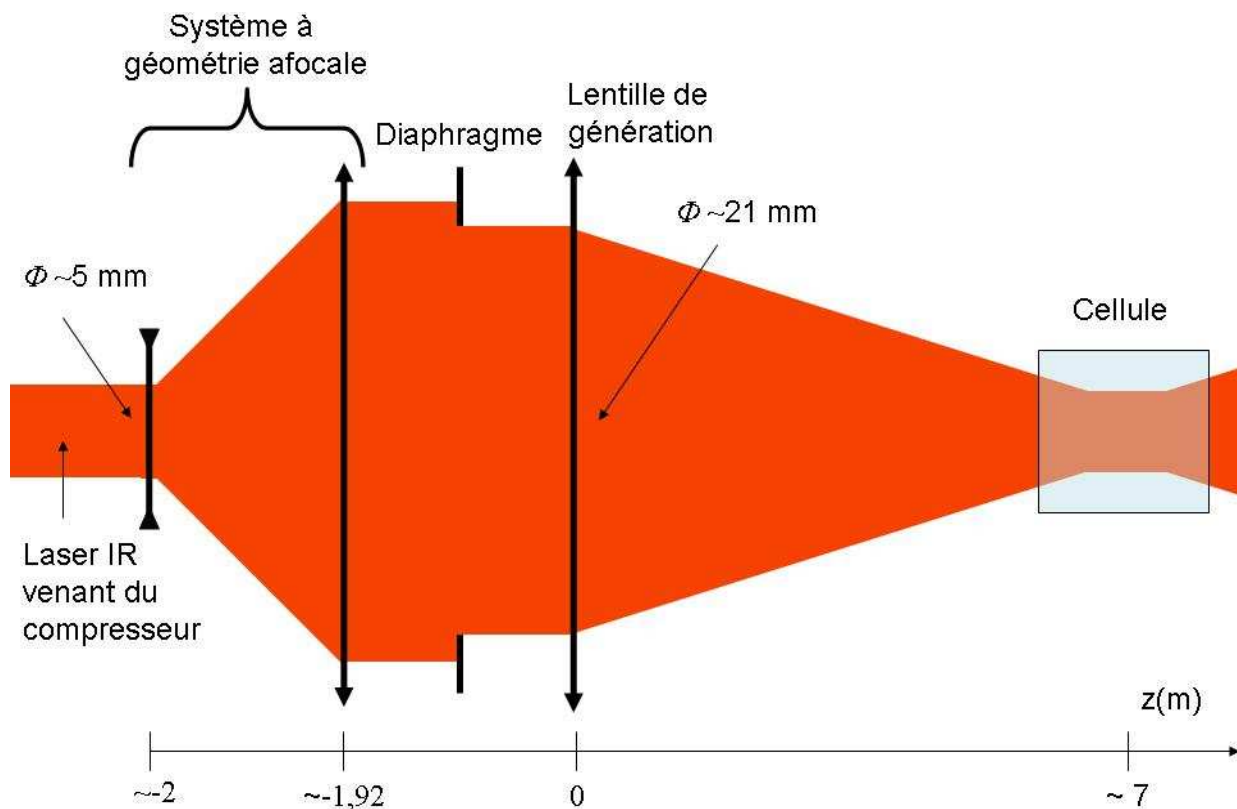


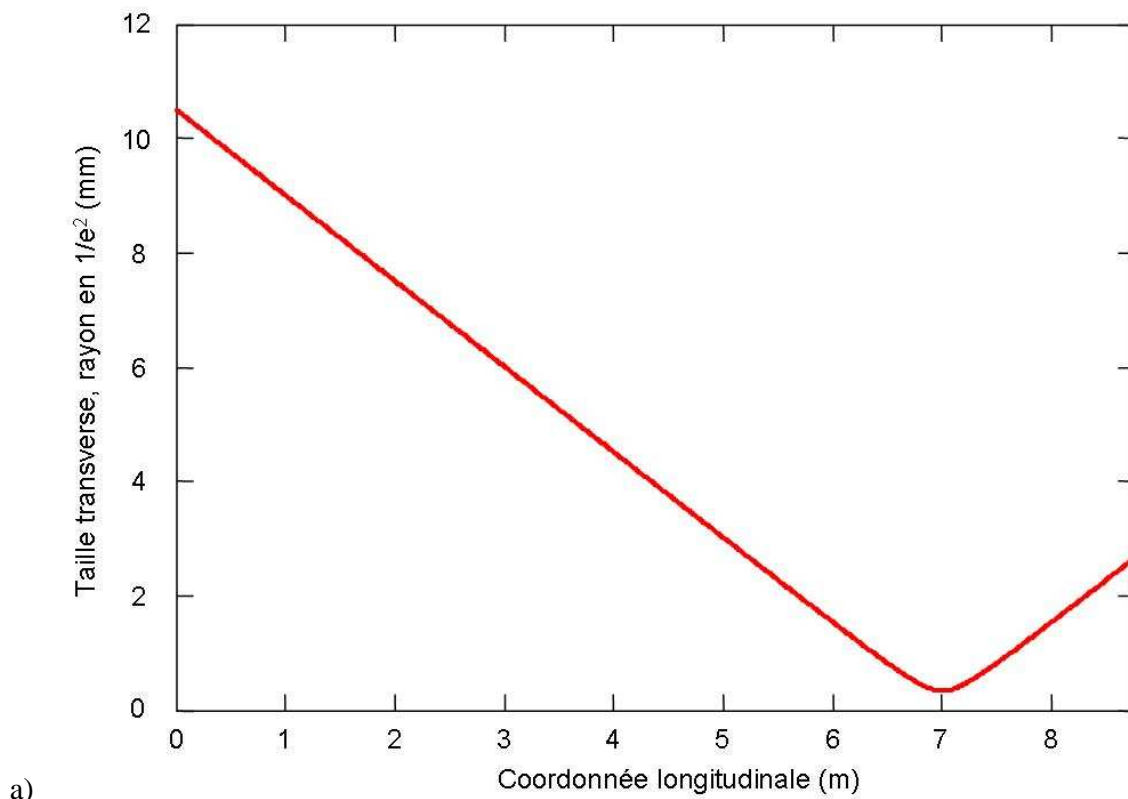
Figure IV-12- Schématisation de l'évolution de la taille transverse du faisceau IR de la sortie du compresseur à la cellule. z est la position longitudinale en m dont l'origine est la position de la lentille de génération. Φ est le diamètre apparent du faisceau.

La propagation du faisceau IR est alors affectée et s'éloigne de la théorie ; en particulier l'équation (IV-3) n'est plus vraiment valable si la diaphragmation devient importante [195]-[196]. En effet, la diffraction du faisceau par les bords de l'ouverture induits des effets géométriques essentiels qui influencent la focalisation du faisceau. De plus, un faisceau « Gaussien »

diaphragmé par un iris de rayon $\Phi/2$ n'est pas un faisceau « Gaussien » de rayon $\Phi/2$ comme on le supposera pourtant ici. Cette supposition tient au fait que la diaphragmation est dans notre cas légère puisque le diamètre apparent Φ du laser, utilisé pour optimiser la génération d'harmoniques est de 21 mm pour un diamètre total de 25 mm. L'effet de la diaphragmation est dans ce cas négligeable.

Pour un facteur de qualité Gaussien M^2 de 2 (donnée constructeur), une énergie par impulsion de 19 mJ, dans un diamètre apparent de 21 mm, est nécessaire pour atteindre au point de focalisation dans la cellule une densité de puissance ($0,89 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$) proche de celle nécessaire à l'ionisation du xénon ($0,8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$). Le xénon étant un gaz coûteux, certaines installations harmoniques utilisent parfois l'argon, même si l'efficacité de génération est légèrement plus faible. Dans la configuration actuelle de SCSS cela n'est pas possible puisqu'il faudrait environ 60 mJ d'énergie laser par impulsion pour approcher le seuil d'ionisation de ce gaz ($2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$), ce dont nous ne disposons pas.

L'évolution de la taille transverse (Figure IV-13 a) et de la densité de puissance (Figure IV-13 b) du faisceau IR est présentée en fonction de la coordonnée longitudinale (z), i. e. ici de la première lentille ($z=0 \text{ m}$) au point de focalisation dans la cellule ($z=7 \text{ m}$).



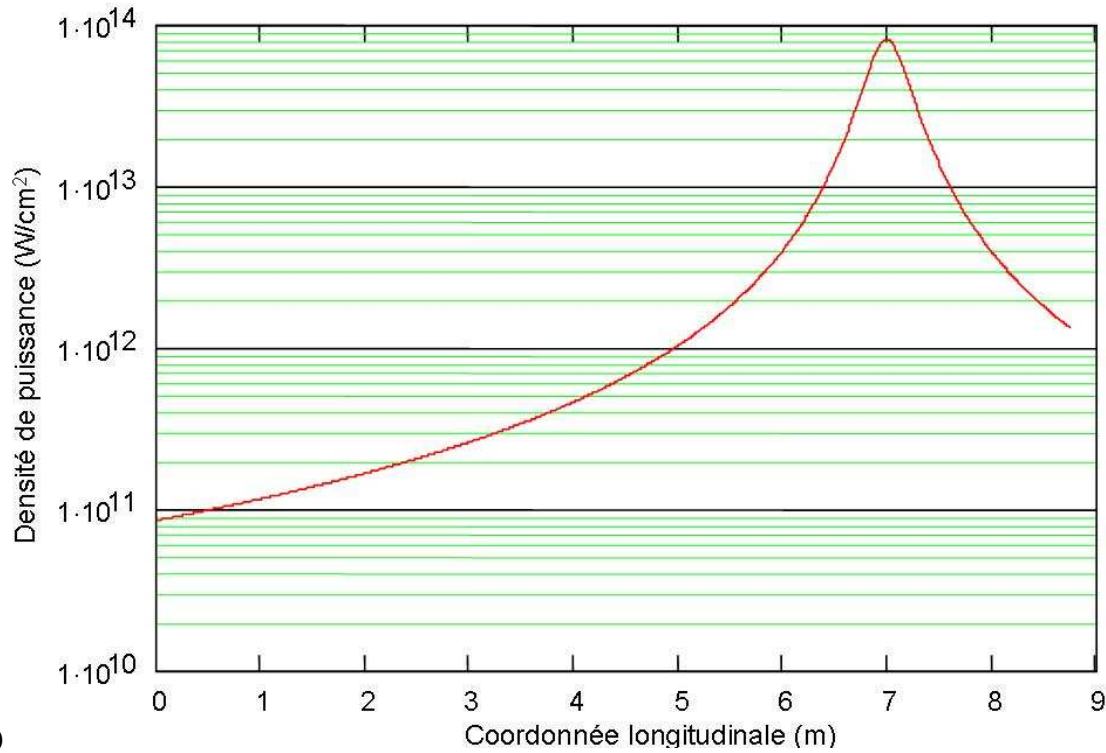


Figure IV-13- Evolution de la taille transverse (a) et de la densité de puissance crête (b) du faisceau IR en fonction de la coordonnée longitudinale. $f=7$ m, $\Phi=21$ mm, $E_{impulsion}=19$ mJ, $\lambda=800$ nm, $M^2=2$ et $\tau=110$ fs d'où $w_0=339,5$ μ m et $Z_R=226$ mm. Ce calcul est effectué en supposant que les effets de la diaphragmation du faisceau IR sont ici négligeables [196] ; le diamètre apparent Φ du laser, utilisé pour optimiser la génération d'harmoniques, est de 21 mm pour un diamètre total de 25 mm.

Dans ces conditions, il est d'ailleurs dangereux d'augmenter davantage l'énergie laser car la densité d'énergie (Figure IV-13 b, $z=5,5$ m, $127,2$ mJ/cm²) sur le dernier miroir plan avant la focalisation dans la cellule (MP₂, Figure IV-14) est légèrement supérieure à la valeur limite basse énoncée précédemment (100 mJ/cm²), même si elle reste tout de même très inférieure à la valeur limite haute (300 mJ/cm²). Finalement, afin de ne pas dépasser la valeur estimée de 10^{11} W/cm², au dessus de laquelle l'automodulation du laser IR intervient, une longueur de $6,5$ m de tube à vide doit être ajoutée avant la cellule de gaz (Figure IV-13 b).

Il est également primordial d'adapter la polarisation du faisceau laser, puisqu'au niveau de l'onduleur, l'interaction entre le champ magnétique vertical (généré par deux séries d'aimants, équation (IV-1)) et le faisceau d'électrons entraînant la production d'un champ électrique horizontal (oscillation des électrons dans le plan horizontal), seule la composante laser de polarisation horizontale peut être amplifiée. Initialement horizontale à la sortie du compresseur (Tableau IV-4), la polarisation laser est changée deux fois durant le transport jusqu'à la cellule ; les deux périscoptes IR sont chacun dans une configuration où les plans des miroirs sont en opposition (Figure IV-2). Les harmoniques générées sont alors horizontalement polarisées, et ceci

jusqu'à leur entrée dans l'onduleur car tous les miroirs de transport sont dans le même plan que la cellule (Figure IV-14).

IV.3.2. L'installation de génération d'harmoniques dans les gaz

IV.3.2.i. Vue d'ensemble

Après avoir traversé le mur de protection, le faisceau IR est descendu, au moyen du second périscope IR composé de deux miroirs IR plans (MP_{-3} et MP_{-2}) et est focalisé à l'intérieur d'une cellule de gaz (CG) située dans la première enceinte spécifiquement dédiée à la génération d'harmoniques. Le faisceau est ensuite propagé jusqu'à la deuxième chambre appelée chambre « optique » (Figure IV-14 et Figure IV-15), via une section droite sous vide utilisée notamment pour du pompage différentiel.

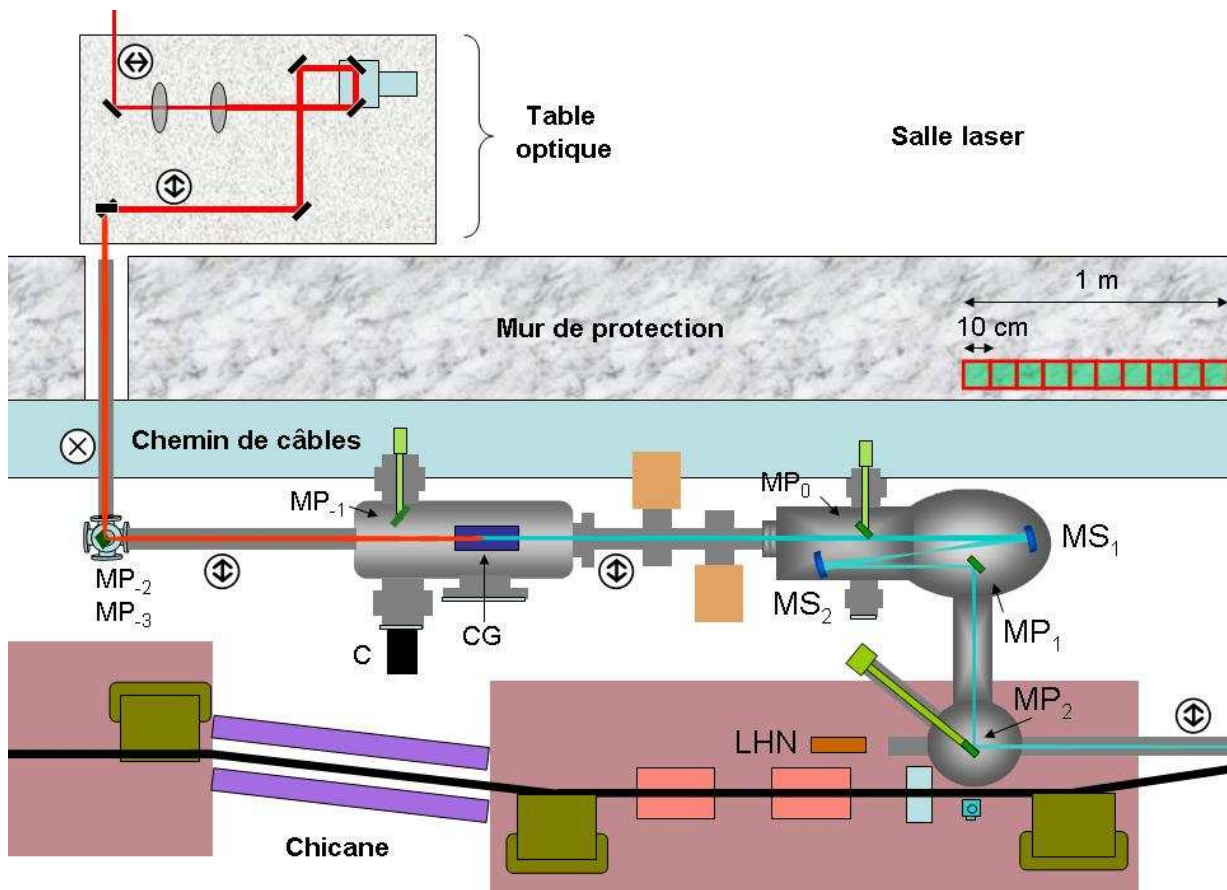


Figure IV-14- Schéma de l'expérience de génération d'harmoniques implantée dans le tunnel de l'accélérateur. Vue de dessus. CG : Cellule de Gaz, C : Camera CCD, MP : Miroir Plan, MS : Miroir Sphérique, LHN : Laser He-Ne. Les symboles \otimes et \oplus correspondent respectivement à la polarisation verticale et horizontale.

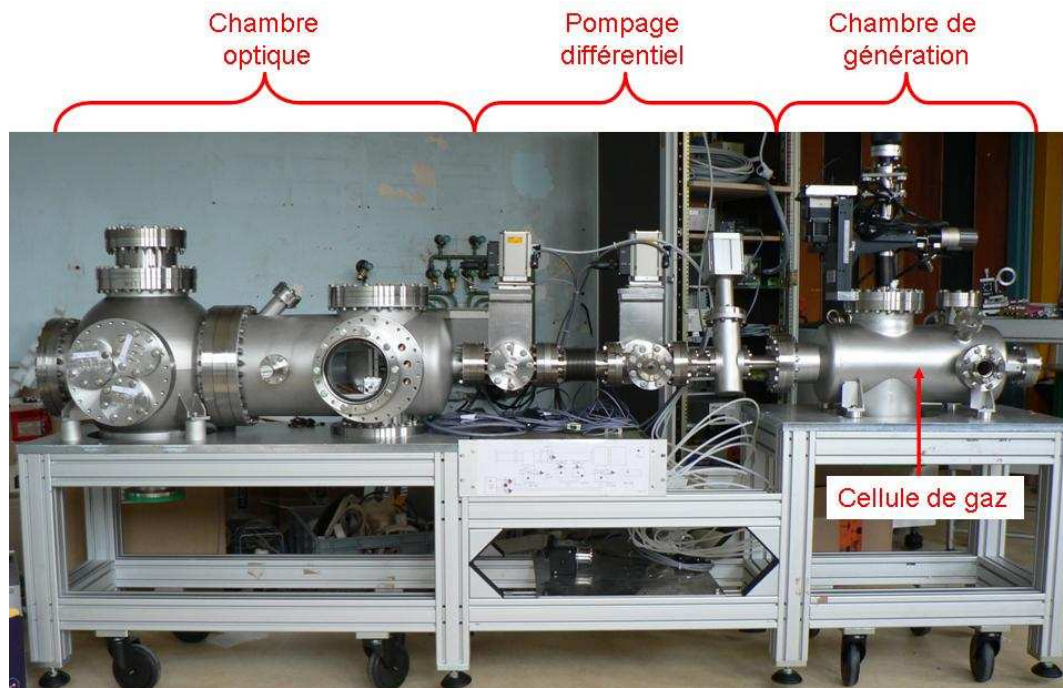


Figure IV-15- Vue latérale gauche de l'expérience de génération d'harmoniques dans les gaz.

La cellule (Figure IV-16) est une simple boîte en acier inoxydable de 9 cm de longueur et remplie de xénon en permanence. Les faces avant et arrière, correspondant à l'entrée et à la sortie du faisceau laser, sont composées d'un disque en tantale percé au centre d'un trou de 0,5 mm de diamètre, le tantale étant un métal fortement résistant et très peu effusif.

La cellule se remplit de gaz via un tube flexible qui permet de déplacer souplement celle-ci sur plusieurs cm dans les trois dimensions lors de l'alignement avec le faisceau IR. La pression d'entrée du gaz y est régulée en changeant l'ouverture d'une vanne micro fuite (Figure IV-17) placée en dehors de l'accélérateur et donc à plusieurs mètres de distance de la cellule. Les pertes par conductance sont pourtant limitées en pratique.

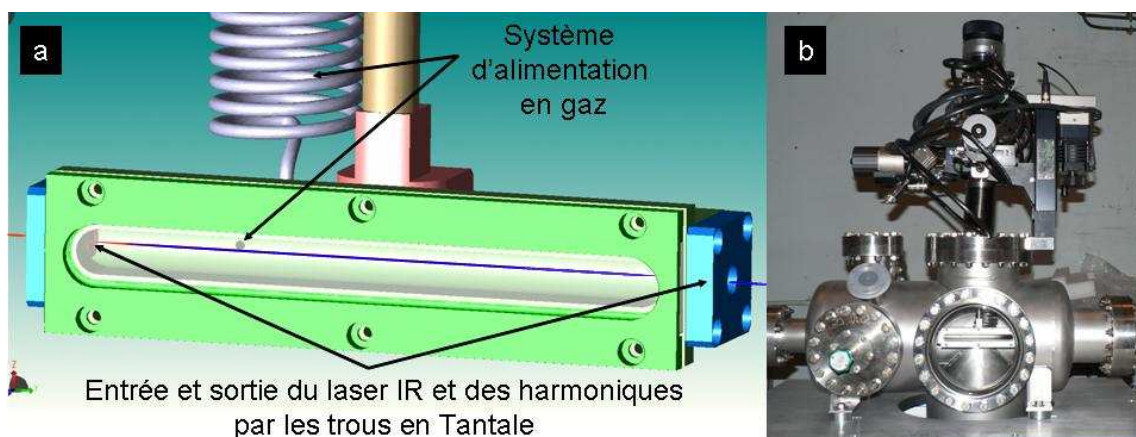


Figure IV-16- La cellule de gaz. a) Description générale du système. b) Implantation dans la première chambre.

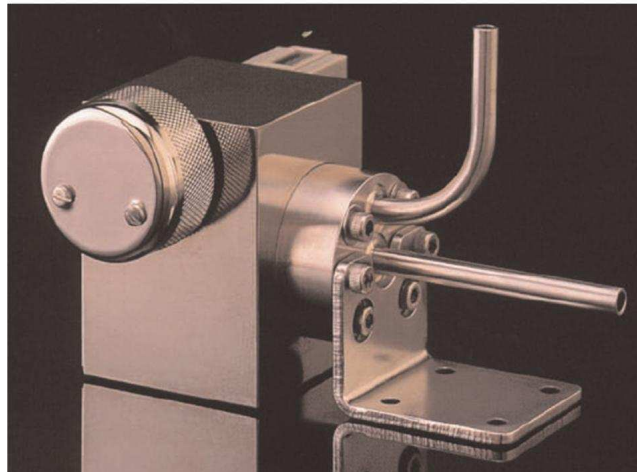


Figure IV-17- Vanne micro fuite Granville-Phillips. Elle permet de réguler l'entrée de gaz à des pressions allant de 10^{-10} mbar à 2 p.s.i. (pound per square inch) soit ici environ 0,15 bar.

L'évolution de la pression peut être suivie soit via la mesure directe de la pression dans la première enceinte à l'aide de jauges (détaillées en section IV.3.2.ii), soit en utilisant un détecteur de pression calibré (voir **Annexe 2**), placé juste en sortie de la vanne et dont les valeurs sont lues sur un voltmètre. Aucune de ces deux techniques ne permet donc d'obtenir la pression réelle dans la cellule de gaz (typiquement de 1 à 10 mbar), mais seulement d'en suivre son évolution. Celle-ci est parfaitement répétitive d'un jour à l'autre, ce qui est suffisant pour nous.

Une fenêtre en verre donne un accès visuel de l'intérieur de la cellule de gaz pour observer soit une ablation excessive de matière sur la cellule engendrée par le laser, en cas de mauvais alignement, soit l'émission fluorescente caractéristique de la génération d'harmoniques. Lors de l'expérience, aucune fluorescence n'a été observée dans le xénon avec la configuration géométrique actuelle, soit une lentille de génération de 7 m de distance focale, au contraire de l'argon utilisé pendant les tests en France, mais avec une lentille de 5 m de distance focale au départ. Il est donc probablement attendu que l'efficacité de génération chute dans la configuration actuelle.

L'alignement précis du faisceau IR au niveau de la cellule est contrôlé au moyen d'un système de visualisation, dont le principe est schématisé sur la Figure IV-18. Ce système permet de ré-imager l'intérieur de l'enceinte, de l'entrée de la cellule à la sortie de la première chambre, sur une caméra CCD (C) (Figure IV-19), par l'intermédiaire d'une réflexion sur un miroir Aluminium (MP_{11}) placé sur une translation manuelle. La cellule peut alors être déplacée dans les trois dimensions de l'espace par l'intermédiaire d'une table de manipulateur x, y, z motorisée, spécialement conçue pour notre expérience (Figure IV-20, Méca 2000, modèle MT3 Z100/160CF/S). La motorisation est réalisée par trois moteurs pas à pas à précision

micrométrique (DEBEN Research, modèle SPRITE, répétabilité : 0,01 mm, plage de variation en x et y : ± 12 mm et en z : 100 mm). Un système manuel de double rotation (Figure IV-20), constitué d'une rotation horizontale (Caburn MRM-275) associée à un orientateur trois axes (Méca 2000, orientateur trois points CF40), a également été ajouté pour adapter l'angle horizontal et vertical de la cellule.

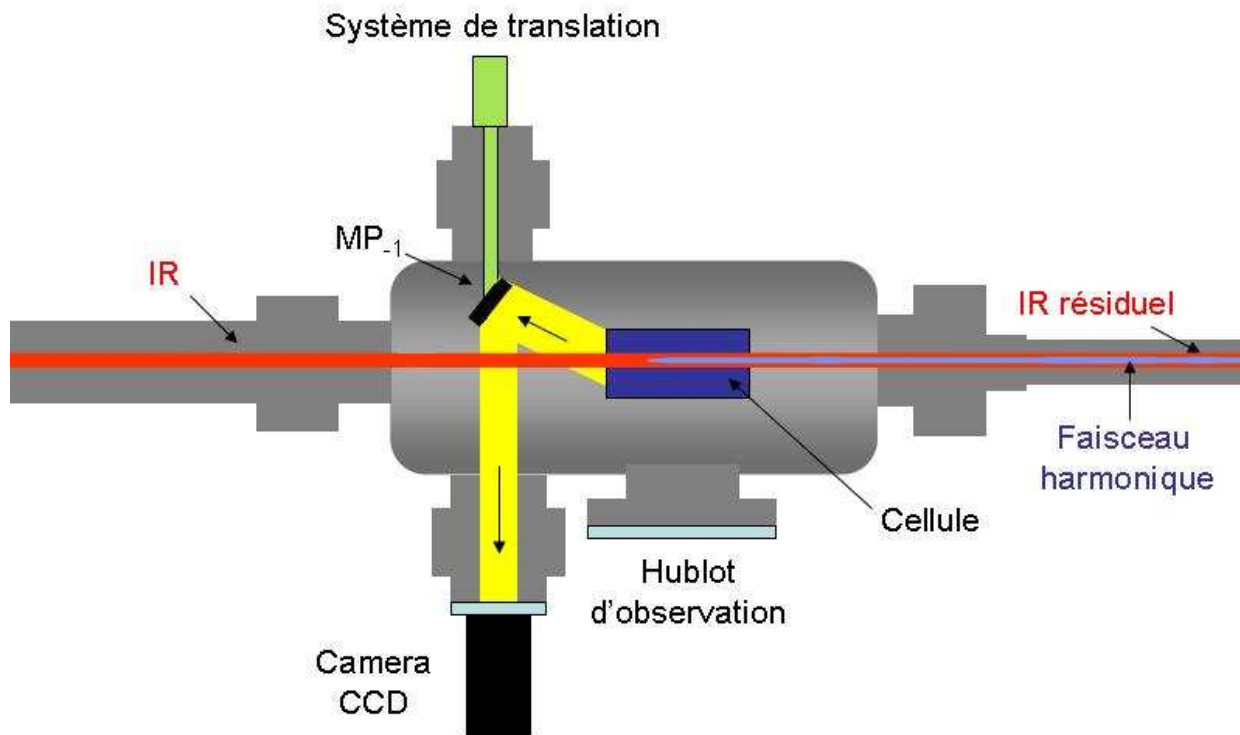


Figure IV-18- Système d'alignement du faisceau IR dans la première chambre. MP correspond à Miroir Plan.

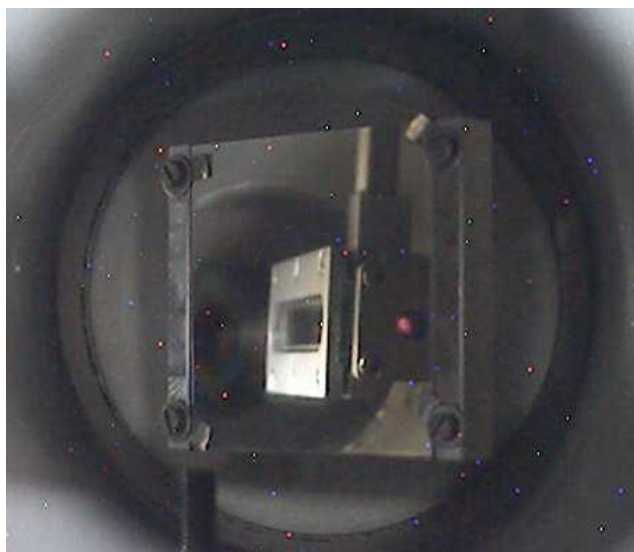


Figure IV-19- Vue de l'intérieur de la première chambre pour l'alignement du faisceau IR dans la cellule.

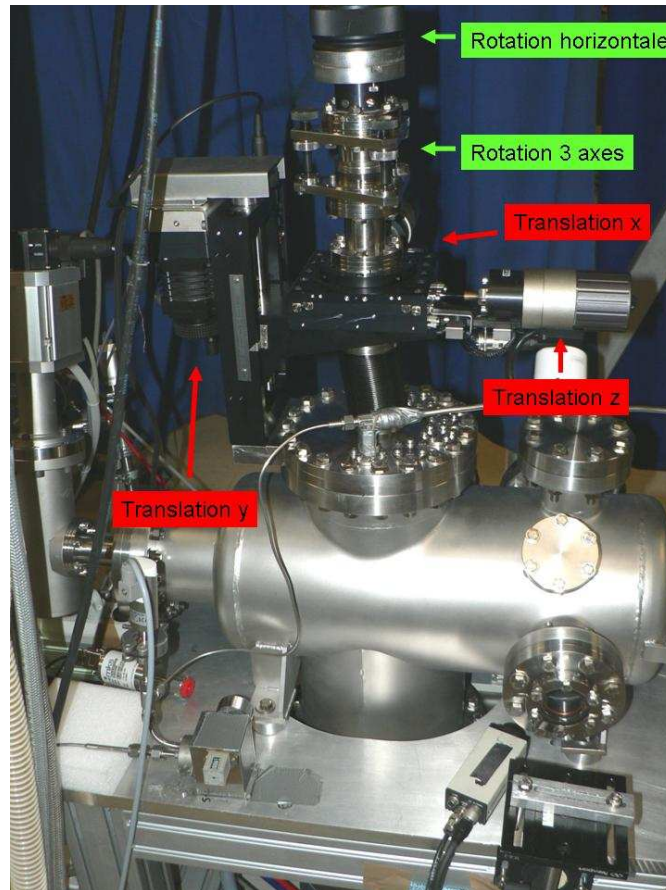


Figure IV-20- Chambre de génération et éléments d'alignement de la cellule.

Afin de limiter le flux résiduel important d'IR incident sur les éléments optiques de la deuxième chambre, typiquement 90% par rapport au rayonnement initial (perte sur les trous d'entrée et sortie de la cellule), le faisceau laser, de faible divergence (puisque le paramètre confocal est grand), doit être propagé sur une grande longueur avant de pouvoir atteindre le premier miroir sphérique (MS_1). Une section droite a alors été ajoutée entre les deux chambres. Pour des raisons d'encombrement stérique, nous sommes limités à 1,75 m de propagation sous vide, ce qui est assez faible comparé aux 7 m de longueur de focale. Le flux IR résiduel est alors peu réduit et il est donc nécessaire de limiter l'énergie du laser pour ne pas dégrader les optiques de la deuxième chambre (section V.2.3). Tenant profit de cette section droite, un système de pompage différentiel a été développé, il est détaillé dans la section IV.3.2.ii).

La seconde chambre, appelée chambre optique (vues générales sur la Figure IV-14 et la Figure IV-15 et plus détaillée sur la Figure IV-22), contient un système de deux miroirs sphériques concaves (MS_1 et MS_2) en carbure de silicium (SiC). Ces miroirs fournissent une réflectivité suffisante pour un grand nombre d'ordres harmoniques jusqu'aux premiers ordres du plateau (voir Figure IV-23). Ce matériau offre donc une certaine souplesse au système d'injection,

puisque l'on peut changer l'harmonique d'injection pour optimiser l'énergie par impulsion injectée (efficacité de la génération d'harmonique) mais aussi pour générer une large gamme de rayonnements amplifiés par le LEL. Il est alors nécessaire de changer l'énergie du faisceau d'électrons d'après l'équation (I-1). D'ailleurs, peu de matériaux présentent une bonne réflectivité dans la gamme spectrale 50 nm-70 nm, qui correspond à la plage de longueur d'onde d'injection originellement prévue (énergie du faisceau d'électrons autour de 250 MeV, 13^{ème} harmonique à 60 nm). La seule solution alternative consiste à utiliser des miroirs multicouches [27], mais leur bande spectrale de réflexion est très étroite.

Ces miroirs servent à refocaliser les harmoniques dans la première section d'onduleur afin d'interagir avec le faisceau d'électrons. Le recouvrement spatial entre les deux faisceaux est délicat à optimiser car la focalisation du faisceau injecté met en jeu trois variables interdépendantes (position, divergence et waist). De plus, la taille et la divergence du faisceau harmonique doivent être assez proches de celles du faisceau d'électrons (Figure VI-4). Techniquement, une platine de translation (micro platine MT-40, Micos, Tableau IV-5) située sous le deuxième miroir sphérique, permet d'ajuster le point de focalisation du faisceau harmonique dans la première section d'onduleur. L'ajustement de la position et de l'angle des miroirs sphériques est réalisé par des moteurs pas à pas sous vide (micro poussoir, MP-20 S, Micos). Les caractéristiques technologiques de la micro platine et des micro pousseurs sont exposées dans le Tableau IV-5.

Tableau IV-5- Caractéristiques principales des systèmes de positionnement des miroirs du télescope et du périscope, selon le constructeur (Micos).

	Plage de translation	Répétitivité bi-directionnelle	Répétitivité uni-directionnelle	Précision	Résolution en boucle fermée	Pression résiduelle minimale
	mm	μm	μm	μm	μm	mbar
MT-40	10	2	+/- 0,1	+/- 5	0,0055	10 ⁻⁹
MP-20S	12,5	2	+/- 0,2	+/- 5	0,0055	10 ⁻⁹

Finalement, deux miroirs plans MP₁ et MP₂, également équipés du système télécommandé d'ajustement de l'angle dans les deux directions (Figure IV-21), constituent le périscope d'entrée du faisceau harmonique dans l'onduleur. MP₁ est situé dans la deuxième chambre alors que MP₂ est dans une chambre intermédiaire, dite chambre « d'injection » (vue générale sur la Figure IV-14 et détaillée sur la Figure VI-6).

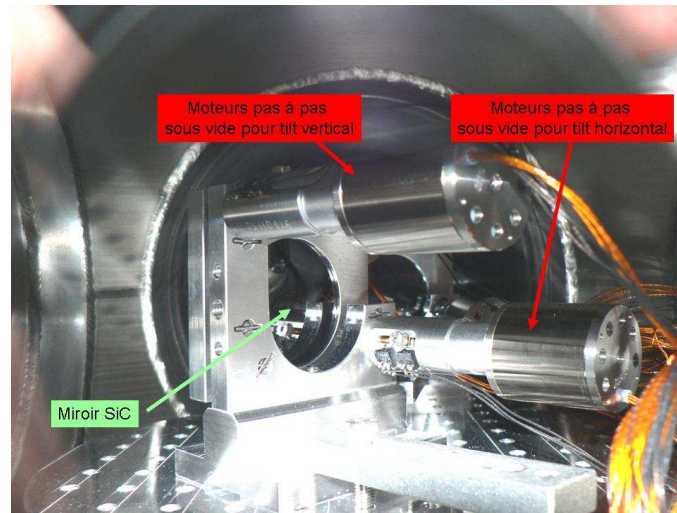


Figure IV-21- Vue intérieure de la chambre optique et notamment d'une monture complète d'un miroir plan en SiC avec ses deux micro pousseurs.

Deux couples de miroirs plans différents ont été utilisés. En effet, la configuration originale prévoyait d'utiliser deux autres miroirs en SiC (Figure IV-23) adaptés à l'injection de la 13^{ème} harmonique à 60 nm. Les mesures de la planéité et de la rugosité des différents miroirs en SiC sont présentées en **Annexe 3**. Au cours de l'expérience, ils ont été remplacés par deux miroirs multicouches en CaF_2 (miroirs haute qualité de Layertec GmbH, avec un traitement photo résistant, utilisés pour des lasers à excimères) à haute réflectivité à 160 nm (Figure IV-24), afin d'augmenter l'énergie d'injection et d'éliminer une bonne partie du rayonnement laser IR résiduel (plusieurs ordres de grandeur) qui brouillait les images de la caméra CCD du spectromètre.

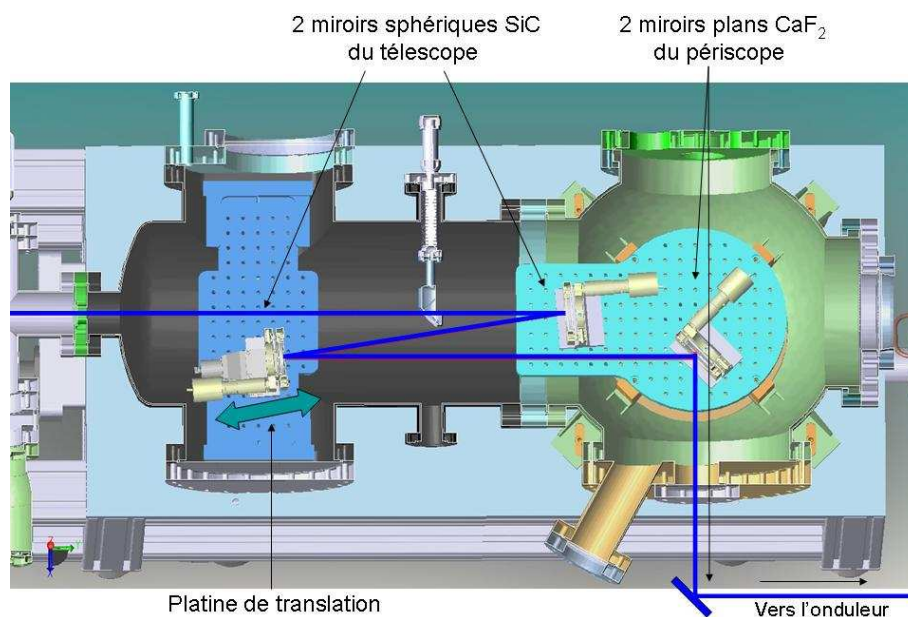


Figure IV-22- Seconde enceinte : la chambre optique.

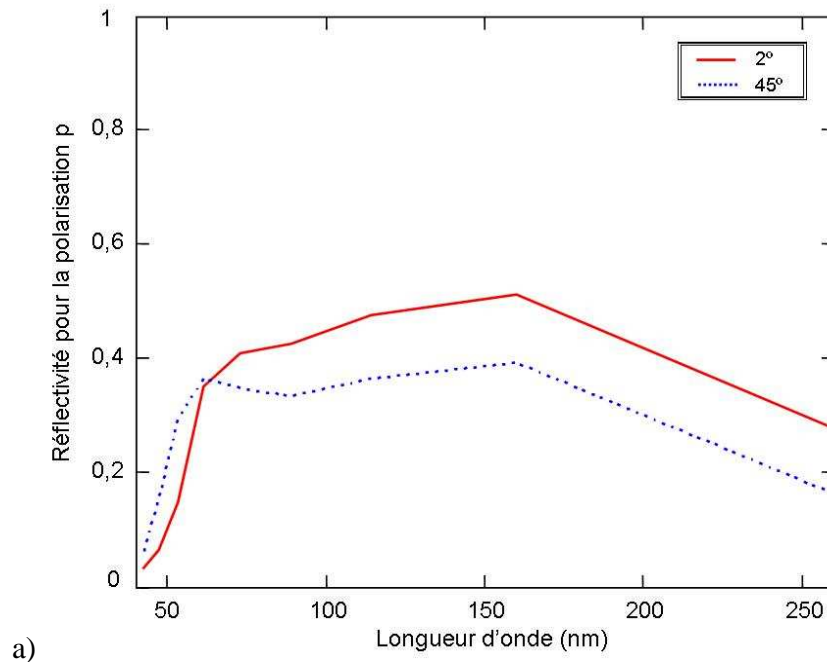
La réflectivité théorique des miroirs en SiC est donnée, pour les premières harmoniques, sur la Figure IV-23 a et b. Les valeurs des indices de réfraction n et d'absorption k proviennent de [197]. R_s et R_p sont les réflectivités pour la polarisation s (verticale) et p (horizontale) suivant θ , l'angle d'incidence.

$$(IV-6) \quad R_s = \frac{(n \cos \theta - 1)^2 + k^2}{(n \cos \theta + 1)^2 + k^2} \quad \text{et} \quad R_p = \frac{\left(\frac{n}{\cos \theta} - 1\right)^2 + k^2}{\left(\frac{n}{\cos \theta} + 1\right)^2 + k^2}$$

Comme la polarisation du faisceau harmonique doit être p dans l'onduleur (section IV.3.1) et puisque les quatre miroirs sont situés dans le même plan horizontal, la polarisation vue par ces miroirs est également p . Malheureusement, les deux miroirs plans en SiC présentent, pour cette polarisation, une réflectivité qui est deux fois plus petite (35 %, Figure IV-23 a), à 160 nm et à 45° d'incidence, que pour la polarisation s (62 %, Figure IV-23 b). Pour ces mêmes conditions, la réflectivité du CaF₂ est bien plus grande : environ 82 % (Figure IV-24).

Une autre solution aurait consisté à générer des harmoniques verticalement polarisées, puis à tourner la polarisation juste avant l'injection en ajoutant un cinquième miroir dans un plan différent. Même si la réflectivité sur les quatre premiers miroirs est considérablement améliorée, tout le bénéfice en est perdu par l'ajout du miroir supplémentaire.

Les miroirs sphériques, qui sont placés à 2° d'incidence pour limiter les aberrations géométriques (astigmatisme), présentent des réflectivités très proches suivant les deux polarisations (~50 %).



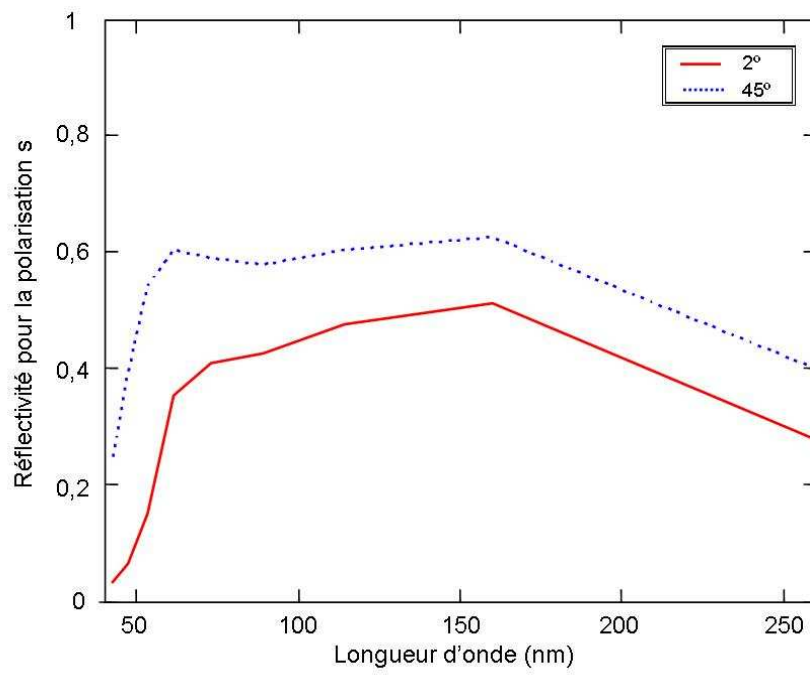


Figure IV-23- Réflectivité des miroirs en SiC à 2° et 45° d'incidence, correspondant respectivement aux miroirs sphériques et plans. a) Polarisation p . b) Polarisation s .

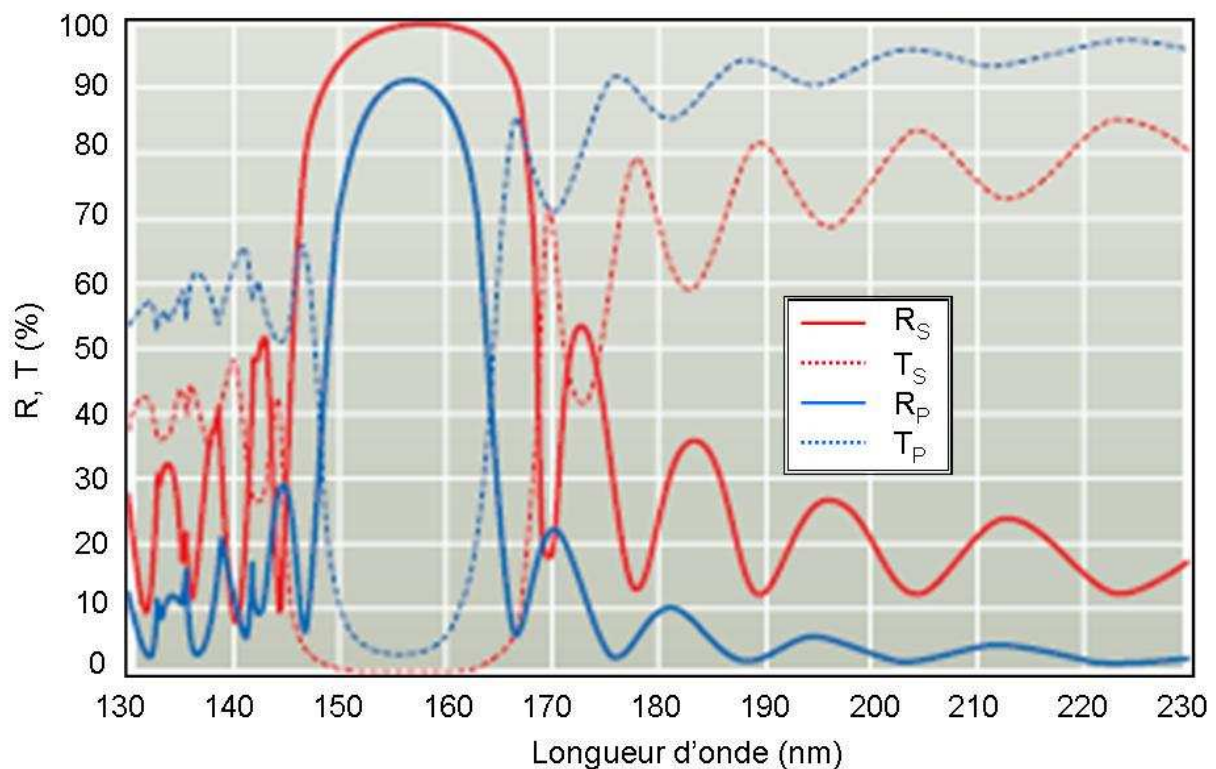


Figure IV-24- Réflectivité (R) et transmission (T) des miroirs en CaF_2 pour les polarisations s et p .

IV.3.2.ii.Design d'un système ultravide

Dans cette expérience, il est primordial que la pression ne dépasse pas 10^{-8} mbar au point de connexion entre la chambre d'injection et la chambre de l'accélérateur pour ne pas dégrader le vide ultime de ce dernier. De plus, tous les systèmes de pompage utilisés pour l'expérience ne doivent pas contenir d'huile, pour ne pas dégrader les optiques en cas de reflux d'une pompe.

Le niveau minimum de vide est atteint en quatre étapes de pompage et en approximativement 5 heures après réouverture des enceintes de génération d'harmoniques. L'implantation de l'ensemble du système de pompage est schématisée sur le Figure IV-25 et les détails constructeurs des différentes pompes utilisées sont présentés sur le Tableau IV-6.

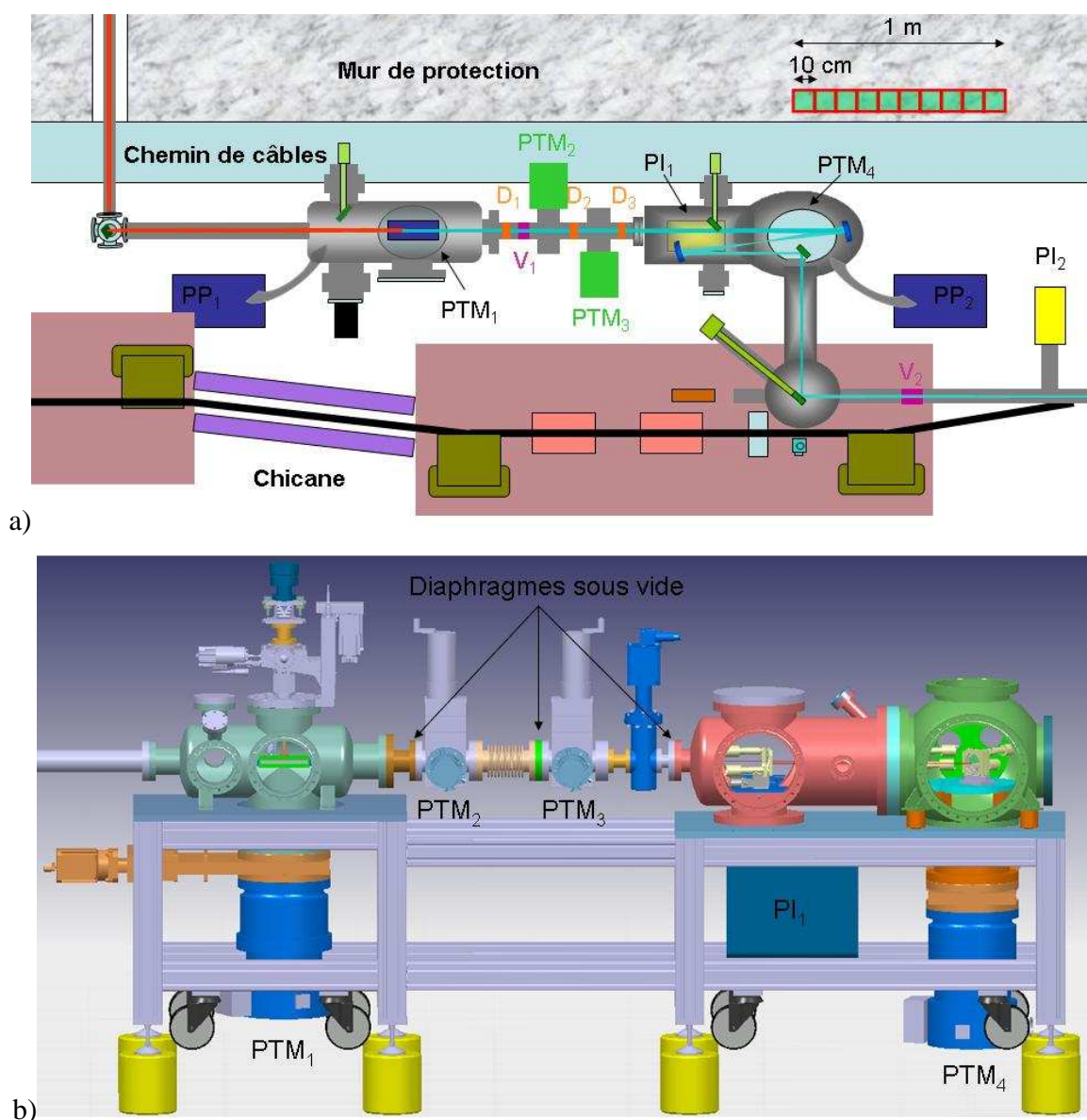


Figure IV-25- Schéma de l'expérience de génération d'harmoniques implantée dans le tunnel de l'accélérateur : détails de la partie vide. a) Vue de dessus. b) Vue de côté. PP : Pompe Primaire, PTM : Pompe Turbo Moléculaire, PI : Pompe Ionique, D : Diaphragme sous vide et V : Vanne.

Un premier pompage, dit pompage « primaire », composé de deux pompes Scroll (Synergy Vacuum ISP-250B), chacune implémentée sur une chambre de l'expérience de génération d'harmoniques, permet de collecter le flux important de particules (air ou gaz). Ensuite, des pompes turbo moléculaires magnétiquement suspendues (PTM) à haute vitesse de pompage (PTM₁ et PTM₄, Osaka Vacuum TG1300MCAB) relayent le pompage primaire. Entre alors en jeu le pompage différentiel. Trois diaphragmes (symbolisés par D sur la Figure IV-25) de 5 mm de diamètre ont été placés sous vide (le trajet du faisceau IR devant alors être aligné parfaitement sur l'axe défini) afin d'améliorer le niveau de vide de la deuxième enceinte en diminuant la conductance du tube de la section droite. La valeur du diamètre des iris sous vide a été choisie en réalisant un compromis entre un diamètre minimisant la conductance et réduisant le flux IR (même si ici en réalité seules les ailes de la distribution, qui contribuent peu au flux, sont coupées) et un diamètre suffisamment grand pour ne pas couper une partie du faisceau harmonique à injecter. En réalité, 5 mm correspond à environ 1,5 fois la taille de l'harmonique 3 en ces points, cette harmonique ayant la taille la plus importante parmi toutes les harmoniques. Une certaine marge est donc prise et cela pour faciliter l'alignement du faisceau IR dans l'installation de génération d'harmoniques. Deux autres petites pompes turbo moléculaires (PTM₂ et PTM₃, respectivement Alcatel ATH 20/40 et Varian Turbo V70LP) ont été ajoutées au niveau de la section droite pour pomper entre les diaphragmes. Le niveau de vide entre les deux chambres principales est alors significativement abaissé. Dans ces conditions, au point de connexion avec le tube à vide du LEL, la pression atteint environ 10^{-7} mbar. L'ajout de deux pompes ioniques (Ulvac PST-200AX) permet finalement d'atteindre la valeur spécifiée de 10^{-8} mbar. Après quelques jours de pompage on atteint même 7.10^{-9} mbar.

Tableau IV-6- Paramètres constructeurs des différents systèmes de pompage. PTM est utilisé pour Pompe Turbo Moléculaire, NW (Nominal Width) et CF (Con Flat) étant des normes pour différents types de brides, respectivement vide et ultra vide, le chiffre accolé correspondant au diamètre intérieur de la bride en mm.

	Bride d'entrée	Vitesse de pompage (l/s)	Pression ultime (mbar)	Système de refroidissement
Pompe primaire	NW25	5	$1,6.10^{-2}$	Air
PTM ₁ , PTM ₄	CF200	N ₂ :1300 He :1200	10^{-10}	Air
PTM ₂	CF63	N ₂ :20/40	10^{-9}	Air
PTM ₃	CF63	N ₂ :68	3.10^{-9}	Eau
Pompe ionique	CF160	N ₂ :200 Ar :105	10^{-12}	Aucun

Pour la sécurité de l'ensemble du système associant la génération d'harmoniques et l'accélérateur, deux vannes à fermeture rapide et réglées sur les différents niveaux de vide ont été ajoutées (V_1 et V_2 , VAT série 481, Vanne à tiroir tout métal CF40). Elles permettent notamment de s'affranchir de risques éventuels pour l'accélérateur suite à une fuite ou à une rupture de hublot au niveau de l'expérience de génération d'harmoniques.

La Figure IV-26 présente l'évolution de la pression dans les deux chambres principales de la génération d'harmoniques. La pression est mesurée avec une jauge à cathode froide (ULVAC C-11) pour le vide poussé -10^{-3} à 10^{-5} mbar- et deux jauges Bayard-Alpert (ULVAC, WIN-N3) pour le vide limite -10^{-4} à 10^{-10} mbar-. Pour optimiser la génération de l'harmonique 5, la pression de gaz injecté doit permettre d'atteindre une pression élevée dans la première enceinte de $4,6.10^{-3}$ mbar, ce qui correspond à une « pression » sur la vanne micro-fuite de 11 V (section V.2.3). Dans ces conditions la pression dans la deuxième enceinte reste très faible, soit $2,75.10^{-8}$ mbar. En fait, dans cette configuration, le niveau de vide ultime de la seconde chambre est même quasiment insensible (Figure IV-26) à l'injection de gaz dans la cellule, montrant ainsi la fiabilité du système de pompage différentiel.

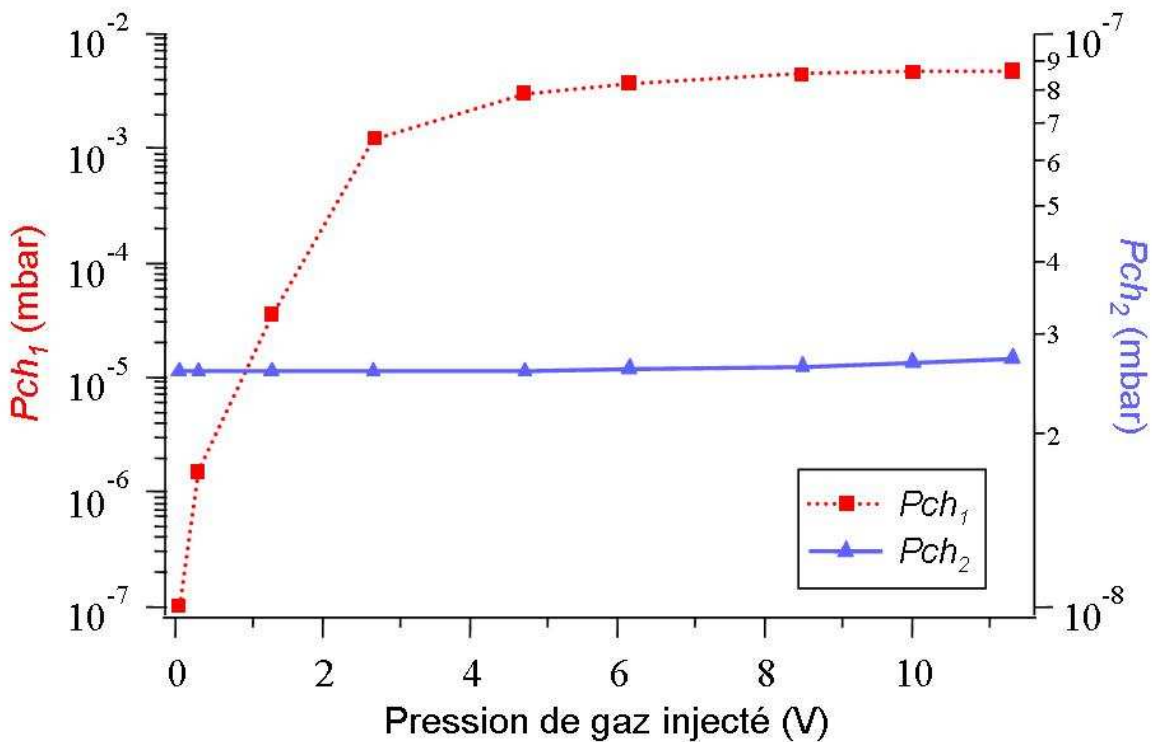


Figure IV-26- Evolution de la pression dans la première et la deuxième chambre, respectivement Pch_1 et Pch_2 , en fonction de la pression de gaz injecté. La correspondance volt-pression est donnée en Annexe 2.

IV.4. Le spectromètre

IV.4.1. Description

A la sortie de la seconde section d'onduleur, le rayonnement est réfléchi à environ 85° d'incidence sur un miroir plan SiO₂ à revêtement Or. L'ajustement de l'angle de ce miroir permet d'adapter l'angle du rayonnement vers le spectromètre (Figure IV-27, [170]). Il est composé de deux fentes (une horizontale, une verticale) et d'un réseau à dispersion horizontale positionné proche de l'incidence normale. Ce réseau dirige les faisceaux de photons vers une caméra CCD à haute sensibilité illuminée par l'arrière par une déviation constante ($\zeta=25^\circ$: angle entre le rayonnement incident et la caméra).

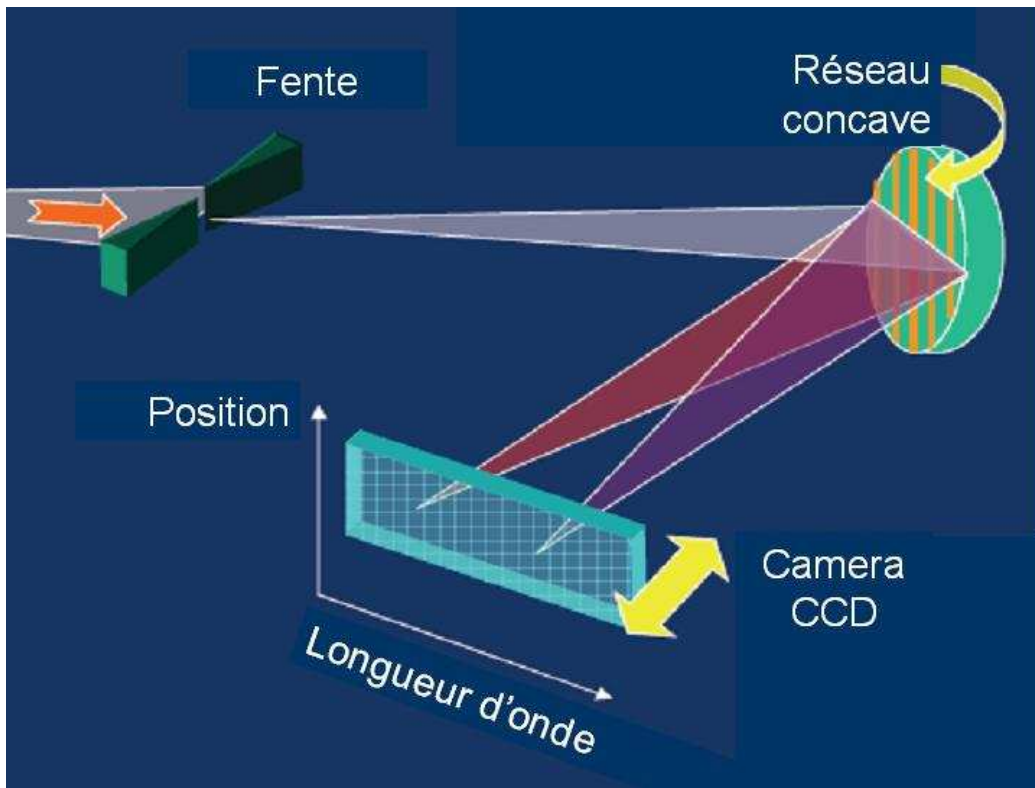


Figure IV-27- Spectromètre [170] à réseau laminaire (Shimatsu Corp. revêtement Or, de densité linéaire $D_{lin.}=2400$ lignes/mm, et de rayon de courbure $R=922$ mm) de résolution spectrale ($\Delta\lambda/\lambda$) inférieure à 0,1%. Le spectromètre a été calibré, à 0,033 nm près, sur la raie 1 d'une lampe à Hélium. La caméra CCD est de la marque Princeton Instruments, modèle PI* SX 400, 1340x400 pixels de 20 μ m de côté.

En effectuant une rotation du réseau (α_i) et en ajustant la position de la caméra CCD (L_0 : distance entre le réseau et la caméra) une large plage de longueur d'onde (λ) peut être observée, d'après les équations (IV-7) et (IV-8).

$$(IV-7) \quad \frac{\cos^2(\alpha_i)}{L_i^2} + \frac{\cos^2(\alpha_i - \zeta)}{L_0^2} = \frac{\cos(\alpha_i) + \cos(\alpha_i - \zeta)}{R}$$

$$(IV-8) \quad \sin(\alpha_i) + \sin(\alpha_i - \zeta) = mD_{lin}\lambda$$

où L_i est la distance entre les fentes et le réseau ($L_i=1615$ mm) et m l'ordre de diffraction du réseau.

Le Tableau IV-7 présente les valeurs de la position de la caméra CCD et de l'angle d'incidence sur le réseau pour les principales longueurs d'ondes étudiées.

Tableau IV-7- Position de la caméra CCD (L_0) et angle d'incidence (α) du réseau pour différentes longueurs d'onde d'émission (λ). De gauche à droite, ces longueurs d'onde correspondent aux rayonnements du laser générateur, des 3^{ème}, 5^{ème} et 13^{ème} harmoniques générées dans les gaz, et finalement des 3^{ème} et 5^{ème} harmoniques LELs non linéaires de la 5^{ème} harmonique générée dans les gaz.

λ	nm	800	266	160	60	54	32
L_0	mm	623,959	635,724	641,423	634,216	633,251	629,991
α	degré	12,5	31,658	23,842	1,73	16,236	14,754

Puisque le faisceau est dispersé horizontalement par le réseau, la caméra CCD révèle une image sur laquelle l'axe vertical correspond à la position transverse verticale du faisceau et l'axe horizontal à la longueur d'onde (Figure IV-28).

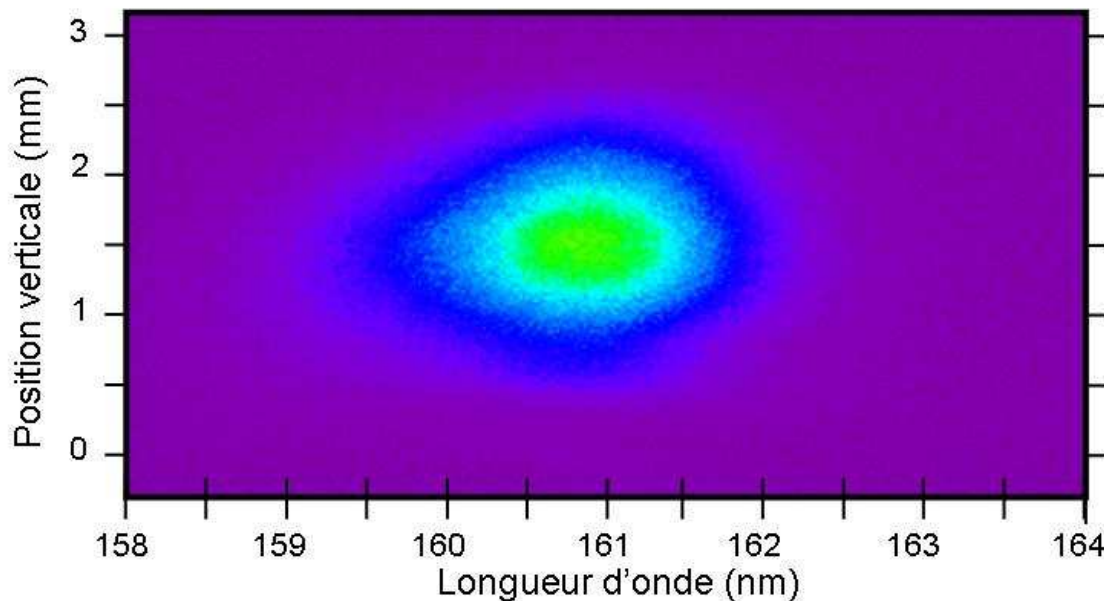


Figure IV-28- Image typique de la caméra CCD du spectromètre. Cas d'une unique impulsion de l'harmonique 5 à 160 nm.

L'ordre 0 de diffraction du réseau permet d'observer la distribution transverse complète du rayonnement de l'onduleur, i. e. verticale sur l'axe vertical et horizontale sur l'axe horizontal, mais à la condition d'ajouter sur le trajet du faisceau des filtres adaptés (filtre à 160 nm : section V.4) qui rejettent fortement l'IR résiduel.

Dans la configuration actuelle, le réseau refocalise les émissions et diminue ainsi les sections transverses sur la caméra CCD, qui sont alors plus adaptées à la taille des capteurs. Cette diminution entraîne également l'augmentation du flux mesuré. Les distributions transverses observées sont l'image des distributions réelles, obtenues au niveau des fentes, avec une taille multipliée par un facteur allant de 0,36 pour le fondamental à 0,39 environ pour l'harmonique 5 (dépendant de la position de la caméra CCD donnée dans le Tableau IV-7).

Afin d'estimer le niveau d'énergie des différents rayonnements observés sur la caméra, l'efficacité spectrale du spectromètre ($E_{f,spectro}$, équation (IV-9)) doit être calculée. Elle dépend de la réflectivité du matériau du réseau à la polarisation p et autour de 25° d'incidence ($R_{réseau}$), de l'efficacité géométrique du réseau ($E_{f,géom.,réseau}$) et de la sensibilité de la caméra CCD ($S_{caméra}$).

$$(IV-9) \quad E_{f,spectro} = R_{réseau} E_{f,géom.,réseau} S_{caméra}$$

Le Tableau IV-8 montre que le système est bien adapté pour visualiser les premières harmoniques générées dans les gaz ainsi que leurs premières harmoniques non linéaires LELs jusqu'à 32 nm, longueur d'onde qui correspond à la 5^{ème} harmonique LEL de la 5^{ème} harmonique générée dans les gaz. En dessous de cette longueur d'onde, l'efficacité est trop faible pour observer un signal.

Tableau IV-8- Efficacité spectrale du spectromètre : $E_{f,spectro}$. λ est la longueur d'onde d'émission, n_H le numéro d'harmonique par rapport au laser Ti: Sa, $R_{réseau}$ la réflectivité du réseau pour la polarisation p et à 25° d'incidence, $E_{f,géom.,réseau}$ l'efficacité géométrique du réseau et $S_{caméra}$ la sensibilité de la caméra CCD.

λ (nm)	n_H	$R_{réseau}$	$E_{f,géom.,réseau}$	$S_{caméra}$	$E_{f,spectro}$ (%)
800	1	0,978	0,015	0,550	0,81
266	3	0,342	0,075	0,150	0,38
160	5	0,175	0,165	0,190	0,55
60	13	0,115	0,38	0,300	1,31
54	15	0,142	0,36	0,395	2,01
32	25	0,09	0,05	0,415	0,19

IV.4.2. Calibration des rayonnements en termes d'énergie par impulsion et de brillance

La calibration de l'ensemble des rayonnements observés sur la caméra CCD du spectromètre est basée sur la mesure de l'émission spontanée à 160 nm. Ce rayonnement bien connu est en effet facilement quantifiable (équation (IV-10) [198]-[200]). En pratique, l'émission LEL est analysée en mode non injecté, à la sortie de la première section d'onduleur, car le rayonnement, produit à ce niveau, est composé principalement d'émission spontanée. Il comporte probablement un peu de rayonnement SASE, qui est limité par la faible mise en paquets du faisceau d'électrons, et il est donc négligé dans le calcul. On suppose de plus que le rayonnement observé ne contient pas des modes d'ordres supérieurs du réseau des harmoniques non linéaires d'émission spontanée. Celles-ci présentent pourtant une intensité non négligeable par rapport au fondamental (Figure IV-29), mais l'efficacité du spectromètre pour ces ordres supérieurs est inconnue. Principalement, il faudrait prendre en compte l'ordre 3 du réseau de l'harmonique non linéaire 3 et le 5 de l'harmonique non linéaire 5.

La densité spectrale de puissance de l'émission spontanée ($P_{s, ES}$) émise par le faisceau d'électrons à la sortie de la première section d'onduleur (N_p périodes) peut alors être définie en unité d'angle solide (Ω) et à la pulsation de résonance $w_r = 2\pi c / \lambda_r$ d'après [198] par :

$$(IV-10) \quad P_{s, ES} = \left(\frac{\partial^2 P_{ES}}{(\partial w / w) \partial \Omega} \right)_{\theta, w=w_r} = \frac{e Z_0 I_c}{4\pi} N_p^2 \gamma_0^2 \frac{K^2}{\left(1 + \frac{K^2}{2} \right)^2} J J^2 w_r$$

avec l'impédance du vide $Z_0 = 377 \Omega$.

Celle-ci dépend notamment linéairement du courant crête du faisceau d'électrons, qui peut être évalué facilement dans ce cas :

$$(IV-11) \quad I_c = \frac{q}{\sigma_e}$$

où $q = 0,35$ nC est la charge du faisceau et $\sigma_e = 1$ ps (FWHM) la longueur de paquet au niveau de l'onduleur.

La puissance crête de l'émission spontanée peut alors être exprimée par :

$$(IV-12) \quad P_{c, ES} = \frac{\pi \theta_w^2 P_{s, ES}}{N_p}$$

où la largeur de bande vaut $1/N_p$ (équation (II-13)) et Θ_w l'angle d'ouverture du rayonnement (rayon en $1/e^2$) :

$$(IV-13) \quad \theta_w = \sqrt{\frac{2\lambda_r}{L_U}}$$

Avec les paramètres du faisceau d'électrons (Tableau IV-2) et de l'onduleur (Tableau IV-3) utilisés durant l'expérience, la puissance crête (P_c) vaut 35,7 W, soit 35,7 pJ d'énergie par impulsion ($E_{impulsion}$) pour une durée d'impulsion (τ_e) d'1 ps (FWHM).

La puissance crête de l'émission spontanée a également été calculée sur SRW [129]-[133] dans ces mêmes conditions, et vaut 34 W avant le passage des fentes (ouverture horizontale : 1,5 mm, ouverture verticale : 8,8 mm). Cette valeur est donc en bon accord avec l'estimation théorique. Au niveau de la CCD du spectromètre, la puissance crête reçue vaut 11,2 W (Figure IV-29).

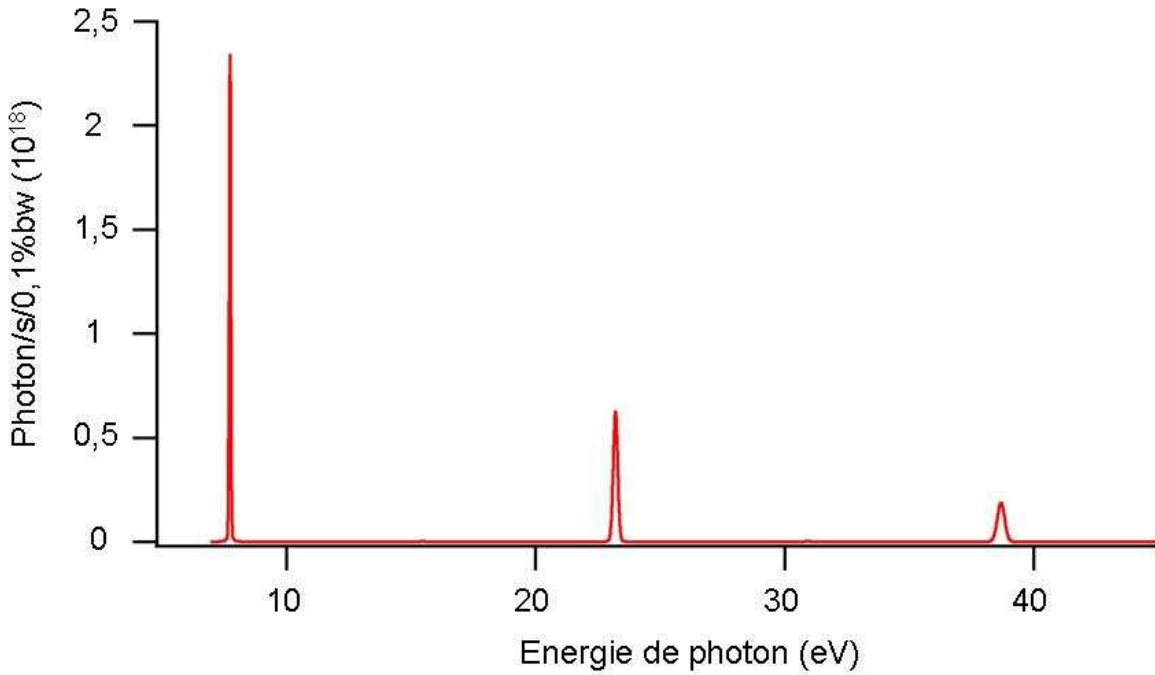


Figure IV-29- Spectre calculé (SRW) du rayonnement d'émission spontanée à 160 nm (7,76 eV) et des harmoniques 3 (23,01 eV) et 5 (38,82 eV), au niveau du spectromètre. Paramètres du calcul : passage à travers une fente horizontale de 1,5 mm et une fente verticale de 8,8 mm. bw correspond à la largeur spectrale relative. Paramètres du faisceau d'électrons et de l'onduleur respectivement d'après le Tableau IV-2 et le Tableau IV-3.

Pour estimer l'énergie par impulsion produite dans chaque cas, i. e. à la fois en mode injecté et non injecté, après une ou deux sections d'onduleur et pour différentes longueurs d'onde, chaque image reçue sur la caméra CCD et correspondant à un cas précis de rayonnement est analysée. Une valeur d'énergie par impulsion est alors obtenue en unité arbitraire (les détails de

ces calculs sont exposés ci-dessous). Finalement, les différentes valeurs sont normalisées par rapport à celle de l'émission spontanée, qui vaut donc environ 35,7 pJ.

Le calcul de l'énergie par impulsion en unité arbitraire consiste d'abord à réaliser une double intégration, verticale et spectrale, de l'image obtenue au niveau de la caméra CCD du spectromètre. Ensuite, un premier facteur correctif, qui tient compte du nombre d'impulsions collectées (rayonnement à 10 Hz) est appliqué. Par exemple, comme le signal d'émission spontanée est faible, des temps d'acquisition longs sont utilisés, typiquement 1 s à 5 s. On multiplie ensuite par un second facteur correctif qui fait intervenir le pourcentage d'émission traversant les fentes. Ce calcul est basé sur l'estimation de la taille du rayonnement au niveau de ces fentes qui est directement reliée à la divergence (σ_r' , rms). Celle-ci correspond à la convolution de la diffraction due au faisceau d'électrons (σ' , équation (II-3)) et de la diffraction due à l'onde optique ($\theta_w/2$, équation (IV-13)), soit :

$$(IV-14) \quad \sigma_r' = \sqrt{(\sigma')^2 + \left(\frac{\theta_w}{2}\right)^2} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta} + \frac{\lambda_r}{2L_U}}$$

La taille de l'émission (σ_f , rms) au niveau des fentes est alors déduite selon la distance (L_p) entre la sortie de la première section et la fente considérée.

$$(IV-15) \quad \sigma_f = L_p \sin(\sigma_r') \approx L_p \sigma_r'$$

Lors de l'expérience, la fente verticale étant totalement ouverte (8,8 mm), la totalité de l'émission est transmise, alors que l'ouverture de la fente horizontale limitée (1,5 mm) coupe une bonne partie de l'émission.

Ensuite, il faut tenir compte du fait que la distribution spatiale horizontale (x) du rayonnement est gaussienne et de la forme : $\exp(-\frac{x^2}{2(\sigma_x)^2})$, où σ_x est la largeur rms de la distribution. Si l'on suppose que la fente horizontale est bien alignée avec le rayonnement émis par l'onduleur, le calcul revient alors à connaître le pourcentage d'aire de la distribution qui passe à travers la fente. Pour effectuer ce calcul, on découpe une distribution gaussienne parfaite en un nombre n_r de rectangles de largeur $\Delta_r = 4\sigma_x/n_r$, $4\sigma_x$ étant le diamètre en $1/e^2$ de la distribution, et de hauteur égale à l'intensité de la distribution de cette gaussienne au point de positionnement du rectangle, comme schématisé sur la Figure IV-30. Plus le nombre de rectangles est grand plus la précision du calcul est importante.

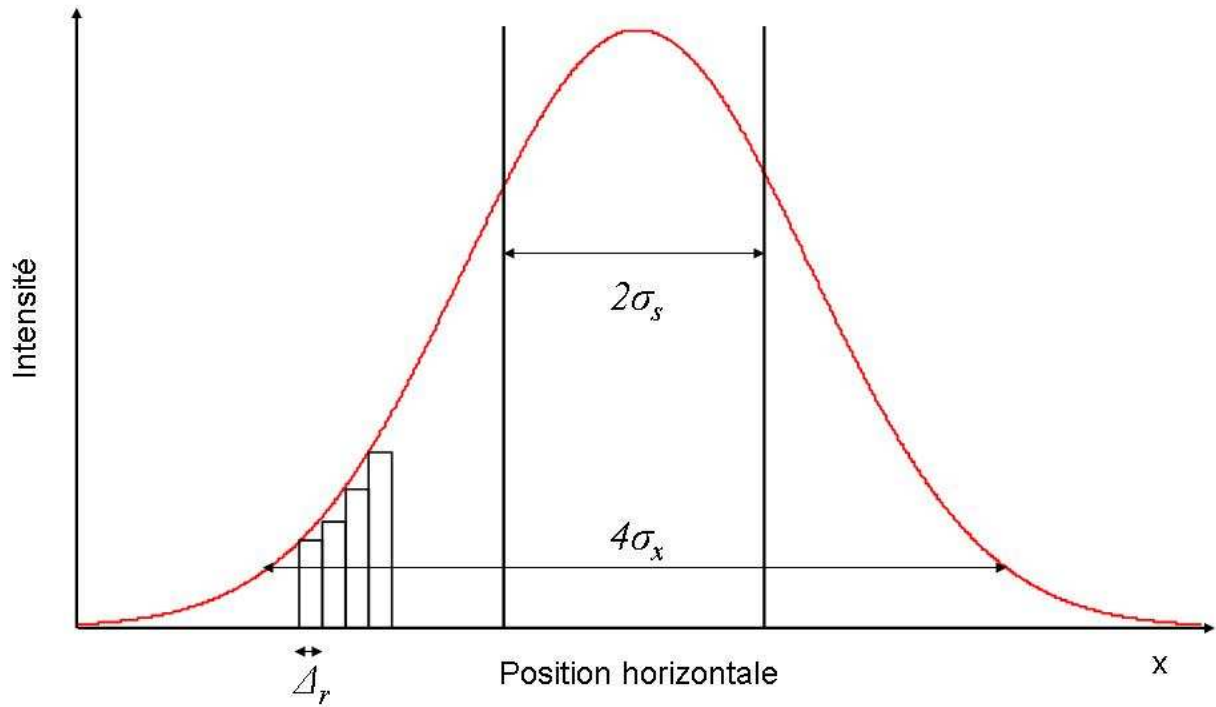


Figure IV-30- Distribution spatiale théorique (gaussienne de largeur rms σ_x) de l'émission de l'onduleur. Schématisation de la méthode de calcul analytique employée pour évaluer la partie du rayonnement traversant une fente du spectromètre, ici horizontale et de largeur σ_s .

L'aire totale de la gaussienne (A_T) peut alors s'exprimer, sous la forme suivante, comme la somme des aires des rectangles :

$$(IV-16) \quad A_T = \frac{4\sigma_x}{n_r} \sum_{i=1}^{n_r+1} e^{-\frac{(-2\sigma_x + (i-1)\frac{4\sigma_x}{n_r})^2}{2\sigma_x^2}}$$

De la même manière, l'aire de la gaussienne délimitée par la fente (A_f) de largeur $2\sigma_s$ s'exprime ainsi :

$$(IV-17) \quad A_f = \frac{2\sigma_s}{n_r} \sum_{i=1}^{n_r+1} e^{-\frac{(-\sigma_s + (i-1)\frac{2\sigma_s}{n_r})^2}{2\sigma_x^2}}$$

Le rapport de A_f sur A_T donne le pourcentage d'émission reçue par la caméra CCD du spectromètre et donc le facteur correctif. Le calcul est effectué sous Mathcad et est réalisé instantanément pour un nombre de rectangles ($n_r=10000$) suffisants à obtenir une erreur de calcul inférieure à $10^{-2}\%$.

Un dernier facteur correctif tient compte de l'efficacité spectrale du système spectromètre d'après le Tableau IV-8.

Via la mesure de la largeur spectrale relative à mi-hauteur ($bw=\Delta\lambda/\lambda$) des impulsions au niveau du spectromètre, et de la valeur de la durée d'impulsion donnée par le code PERSEO Dépendant du Temps (τ , FWHM, section II.2.2), il est possible d'estimer le nombre de photons par impulsion ($N_{ph./impulsion}$), la puissance crête (P_c), le flux spectral crête (Θ_c) ainsi que la brillance crête (Ξ_c).

$$(IV-18) \quad N_{ph./impulsion} = \frac{E_{impulsion}}{E_{photon}} \quad \text{avec} \quad E_{photon} = \frac{hc}{\lambda_r} \quad \text{en eV}$$

$$(IV-19) \quad P_c = \frac{E_{impulsion}}{\tau} \quad \text{en W}$$

$$(IV-20) \quad \Theta_c = \frac{P_c}{E_{photon} \frac{1}{0,1} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)} \quad \text{en photons/(s.0,1\% bw)}$$

$$(IV-21) \quad \Xi_c = \frac{4\Theta_c}{\left(\frac{\lambda_r(nm)}{1000} \right)^2} \quad \text{en photons/(s.mrad}^2\text{.mm}^2\text{.0,1\% bw)}$$

V.Caractérisation de la source harmonique d'injection

V.1.Caractérisation des 3^{ème} et 13^{ème} harmoniques

La source harmonique a été testée pour la première fois en France au CEA et plus particulièrement au SPAM (Service des Photons Atomes et Molécules) sur le laser LUCA, installation Ti: Sa dont les propriétés (800 nm, 20 Hz, 50 fs, 20 mJ par impulsion) sont proches de celles du laser employé au Japon (section IV.3.1.i).

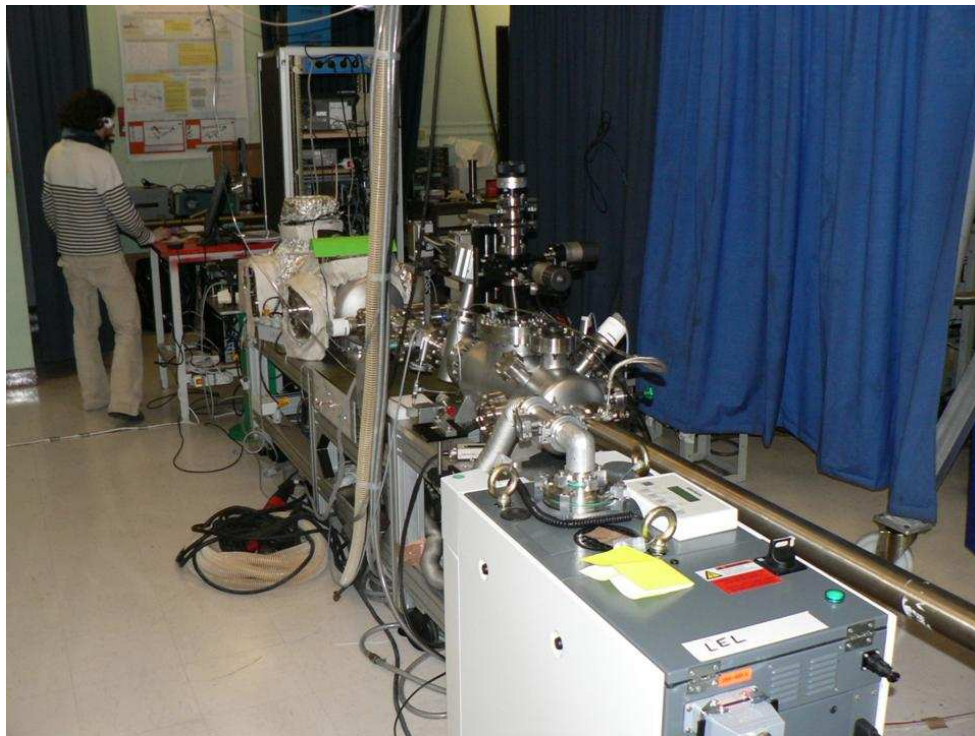


Figure V-1- Installation de génération d'harmoniques produites dans les gaz. La première série de tests a été réalisée au CEA Saclay (France).

Les configurations mécanique et optique du système de génération des harmoniques et de leur propagation (Figure V-3) sont quasiment identiques à celles de l'expérience réalisée sur le prototype de l'accélérateur SCSS (section IV.3.2), exception faite du choix de la distance focale de la lentille de génération, 5 m et non 7 m pour des raisons d'encombrement. La différence majeure réside dans le choix des longueurs d'onde d'étude de la génération d'harmoniques.

En effet, avec une énergie du faisceau d'électrons de 250 MeV, le prototype de l'accélérateur SCSS doit permettre d'amplifier un rayonnement harmonique d'injection entre 266 nm (H_3) et 60 nm (H_{13}). Nous avons d'ailleurs choisi d'étudier plus particulièrement ces deux harmoniques. La 3^{ème} harmonique est générée avec une efficacité beaucoup plus importante qu'une harmonique du plateau telle que H_{13} , donnant ainsi une souplesse plus importante sur l'optimisation de la

génération d'harmoniques et du recouvrement temporel entre le faisceau injecté et le faisceau d'électrons, et simplifiant ainsi la réalisation d'une expérience inédite. L'injection de l'harmonique 13, qui est une harmonique du plateau, permettrait de générer après amplification par un onduleur, un rayonnement fondamental LEL directement dans le domaine spectral VUV, ouvrant ainsi la voie à la production d'un rayonnement X mou intense et totalement cohérent par les techniques LELs HGHG, NHG et/ou cascade (section I.2.2.iii.a).

V.1.1. Paramètres d'optimisation de la génération

Les tests ont permis de vérifier le bon fonctionnement général du système de génération et d'établir les paramètres de son optimisation. Etant donné le choix des harmoniques considérées, les détecteurs employés sont différents de ceux utilisés pour l'expérience d'injection à SCSS. La caractérisation de l'intensité du rayonnement de l'harmonique 3 a été réalisée via un photomultiplicateur UV (Hamamatsu 759) placé après un filtre interférentiel UV (Melles Griot, 03FIU115, transmission maximale à 266 nm : 12%, bande passante : ± 2 nm (FWHM)). Pour l'harmonique 13, le détecteur est un ensemble constitué de deux étages de galettes de micro canaux (Hamamatsu F2221-21P) permettant de réimager sur un écran phosphore (Hamamatsu P43, émission à 540 nm) la distribution transverse de l'harmonique qui est alors observée via une caméra CCD (Basler, BASLCAA102F) au travers d'un filtre en étain (Lebow, 0.1Sn-M-L.1.0). Ce dernier permet de couper le rayonnement IR de plusieurs ordres de grandeur tout en laissant passer une bonne partie du rayonnement VUV (Figure V-2). Cependant, ce filtre, étant autosupporté et de faible épaisseur, est très fragile.

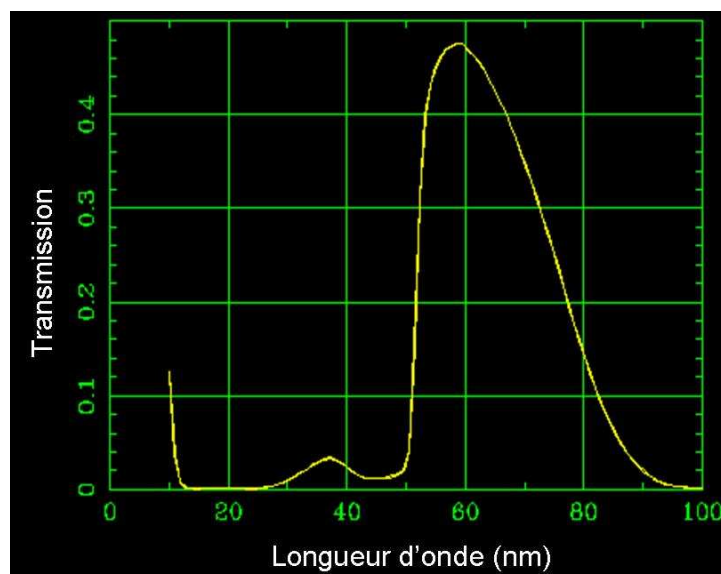


Figure V-2- Calcul de la transmission théorique d'un filtre en étain, non oxydé, de 100 nm d'épaisseur autour de 60 nm [201].

Alors que le détecteur de l'harmonique 13 est placé directement en sortie de la deuxième chambre harmonique (Figure V-3), c'est-à-dire que l'on n'utilise que trois miroirs en SiC, le photomultiplicateur utilisé pour mesurer le signal de la 3^{ème} harmonique est disposé en face d'un miroir en aluminium qui permet d'extraire cette harmonique. Les deux rayonnements peuvent donc être mesurés quasi simultanément en changeant la position d'une translation qui commande la position de ce miroir.

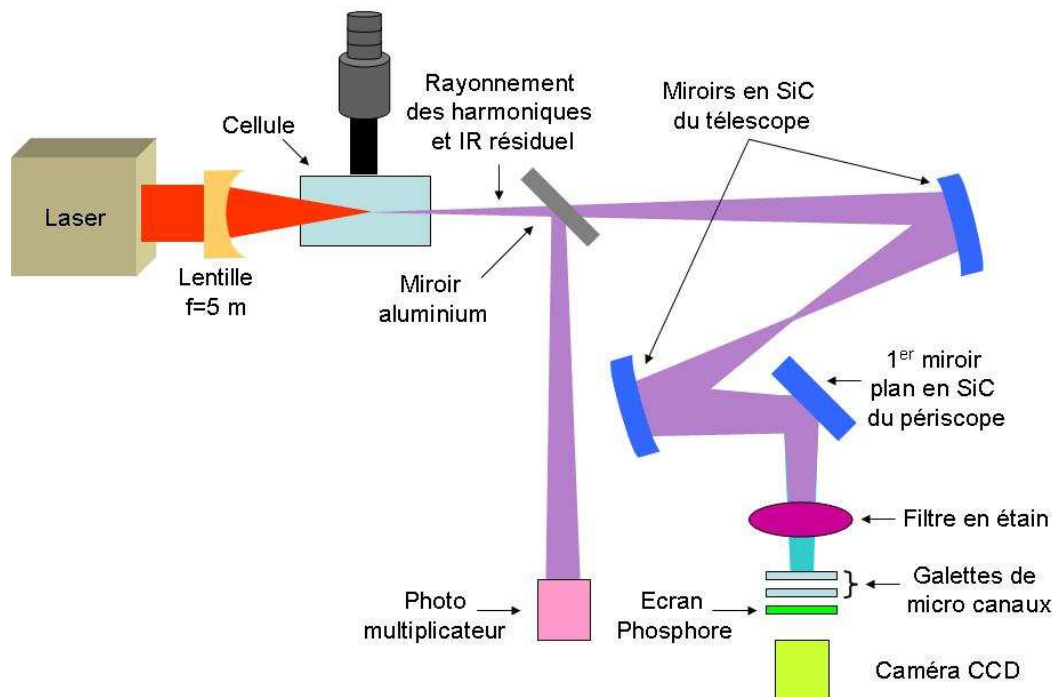


Figure V-3- Configuration utilisée durant les tests réalisés en France permettant de mesurer les propriétés des harmoniques 3 et 13.

Cinq paramètres principaux peuvent être adaptés pour optimiser le signal harmonique lors de l'expérience :

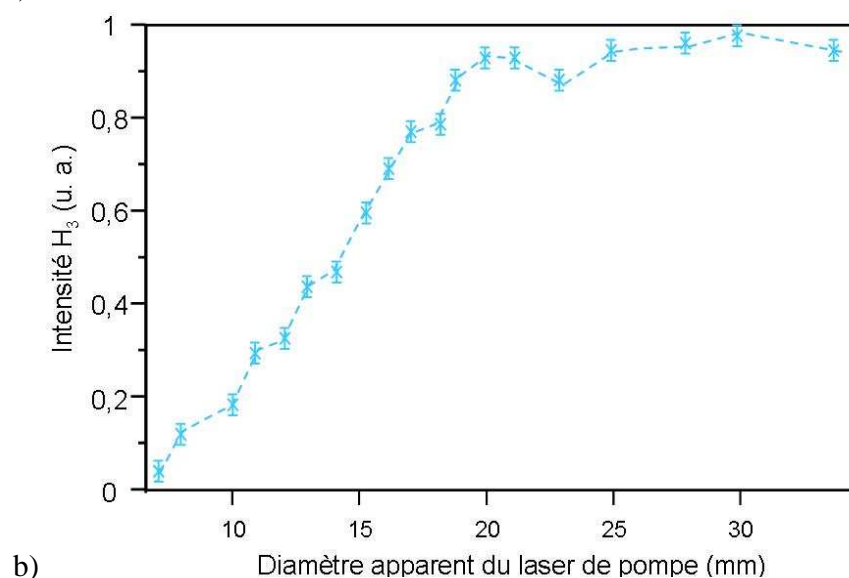
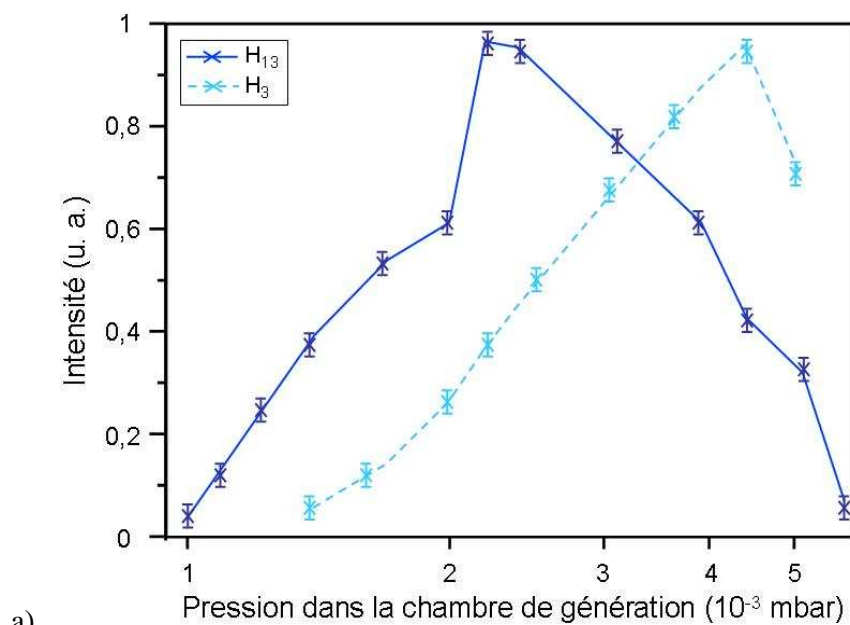
- la pression de xénon injectée dans la cellule (Figure V-4 a). L'intensité maximale de la 13^{ème} harmonique est atteinte avec deux fois moins de pression dans la première enceinte que pour la 3^{ème} harmonique. Il est assez commode d'utiliser, comme référence du niveau de pression de xénon injecté, la pression de sortie de la vanne micro fuite (section IV.3.2.i) notée P_g et exprimée en unité volt (correspondance en pression en **Annexe 2**).
- le diamètre du faisceau laser IR au niveau de la lentille de focalisation (Figure V-4 b). Il permet de changer la géométrie dans la cellule.
- l'énergie par impulsion du laser IR (Figure V-4 c). La saturation du signal n'a pas pu être observée car l'énergie par impulsion disponible au moment de l'expérience (12 mJ)

n'est pas assez importante dans cette configuration longue focale pour obtenir, au point de focalisation, une densité de puissance qui dépasse le potentiel d'ionisation du xénon.

- la position de focalisation du laser IR dans la cellule (Figure V-4 d). Avec une telle longueur de focale, la variation de l'intensité des harmoniques en fonction de la position du point de focalisation dans la cellule est très faible, car la taille du laser IR est presque constante sur plusieurs cm.

- la durée d'impulsion. En pratique, il n'est pas aisé de la changer et cela n'a donc pas été étudié ici.

A l'exception de la pression, les évolutions des intensités des signaux observés sont quasiment similaires pour les deux harmoniques.



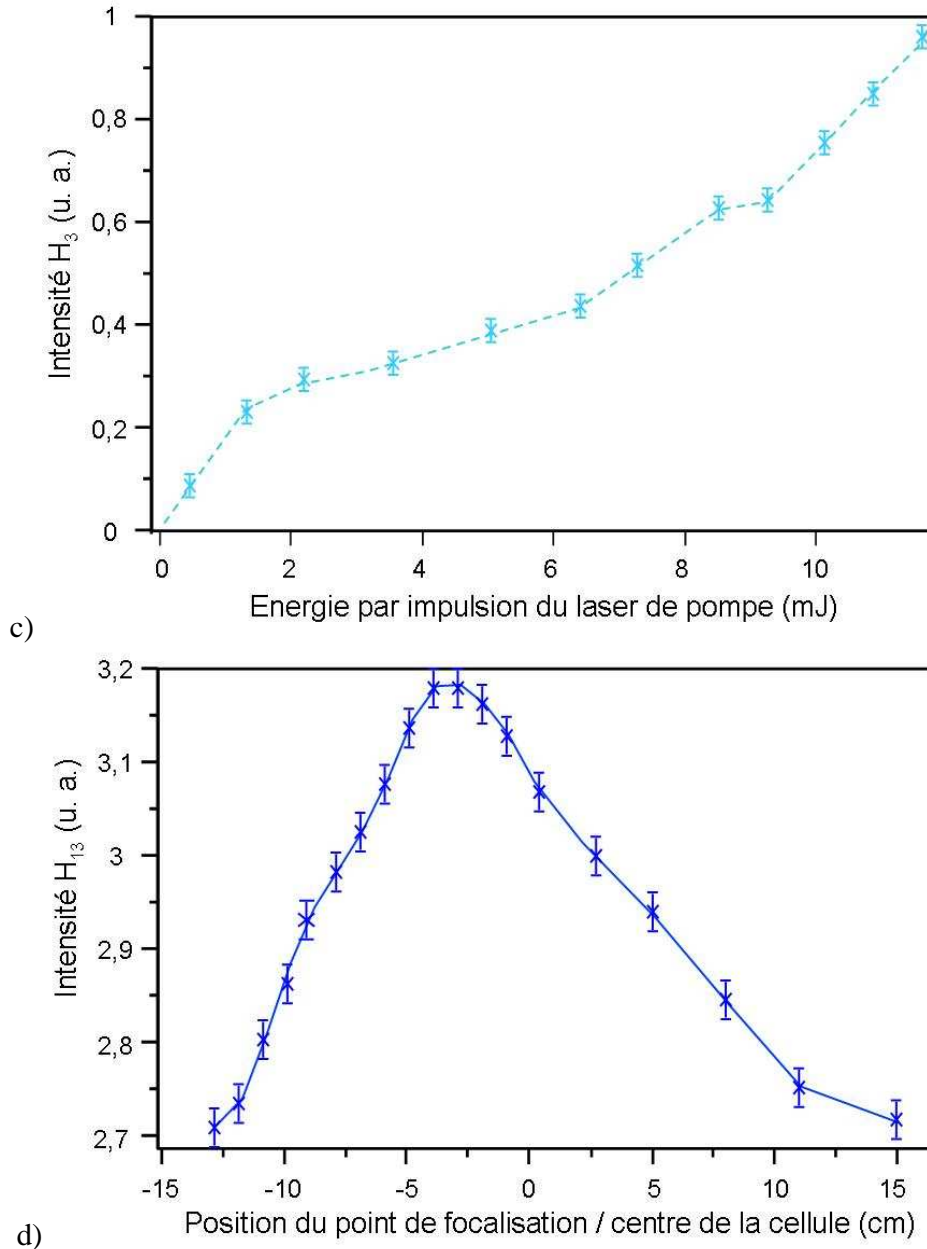


Figure V-4- Optimisation de l'intensité de la 3^{ème} harmonique générée dans le xénon (mesurée avec un photomultiplicateur UV) et/ou de la 13^{ème} harmonique (système de galettes de micro canaux). a) en fonction de la pression mesurée dans la première chambre (directement reliée à la pression de xénon injecté, correspondance en Annexe 2). Paramètres laser : $E_{impulsion}=12$ mJ, $\Phi=22,5$ mm. b) en fonction du diamètre laser IR de génération. $E_{impulsion}=12$ mJ. $P_g=11$ V. c) en fonction de l'énergie par impulsion du laser IR. $\Phi=22,5$ mm. $P_g=11$ V. d) en fonction de la position du point de focalisation du laser IR par rapport au centre de la cellule. Paramètres laser : $E_{impulsion}=12$ mJ, $\Phi=22,5$ mm. $P_g=11$ V.

Une barre d'erreur d'environ $\pm 0,025$ en u. a. a été ajoutée pour prendre en compte les variations tir à tir du signal des harmoniques 3 et 13 mesurées sur leur détecteur respectif.

Les conditions les plus favorables à la génération d'harmoniques sont obtenues, dans notre cas expérimental, pour un faisceau laser IR d'environ 12 mJ d'énergie par impulsion ($E_{impulsion}$), de 22,5 mm de diamètre apparent (Φ), et focalisé 3 cm avant le centre de la cellule. Cette dernière

est remplie de xénon en continu, donnant, en l'occurrence ici, une pression constante dans la première enceinte de $4,6 \cdot 10^{-3}$ mbar (P_{chl}), ou 11 V (P_g) sur le lecteur de pression situé après la vanne micro fuite (section IV.3.2.i). Pour ces conditions, l'énergie par impulsion maximale de l'harmonique 3 a été mesurée avec un photodétecteur UV (Newport, 818-UV silicon photodetector) et correspond à 2 microjoules.

V.1.2.Profils transverses

Estimer les profils transverses des faisceaux harmoniques revêt un intérêt tout particulier car la modulation en énergie des paquets d'électrons (section II.1.4) est assurée par le faisceau injecté. Le rayonnement de l'harmonique 3 peut être propagé dans l'air à la différence de celui émis par la 13^{ème} harmonique. Aussi, une caméra CCD UV (COHU solid state camera) est placée hors vide à plusieurs mètres de la sortie de la seconde enceinte, à l'emplacement théorique de la première section d'onduleur. Elle permet d'observer les distributions transverses de l'harmonique 3 autour de la position d'interaction et d'estimer l'importance des aberrations géométriques du système de refocalisation. La Figure V-5 montre que la distribution de l'harmonique 3 est quasi parfaitement gaussienne au niveau du point de focalisation dans la première section d'onduleur.

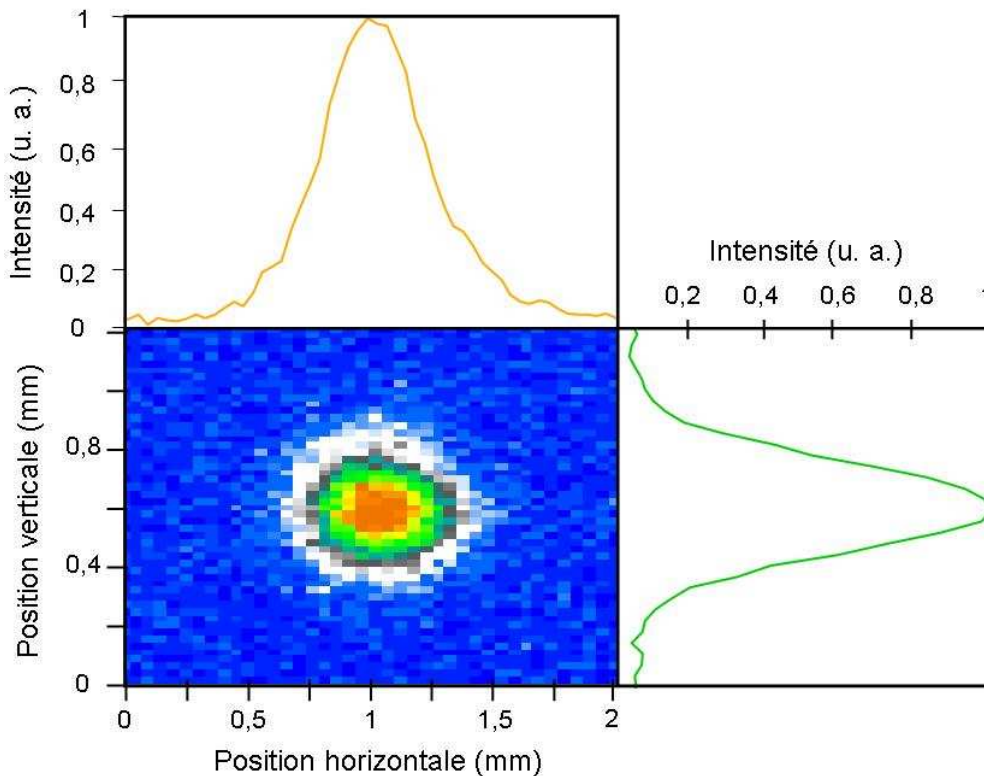


Figure V-5- Section transverse (obtenue via une caméra CCD UV : COHU solid state camera), distributions horizontale et verticale du rayonnement de l'harmonique 3 au point de focalisation théorique dans l'onduleur. Paramètres laser : $E_{impulsion}=12$ mJ, $\Phi=22,5$ mm. $P_g=11$ V.

Antérieurement, ce système a été optimisé, au regard du rayonnement IR (Figure V-6) dans cette même zone, en réduisant au maximum les angles d'incidence sur les miroirs sphériques, ce qui minimise les aberrations.

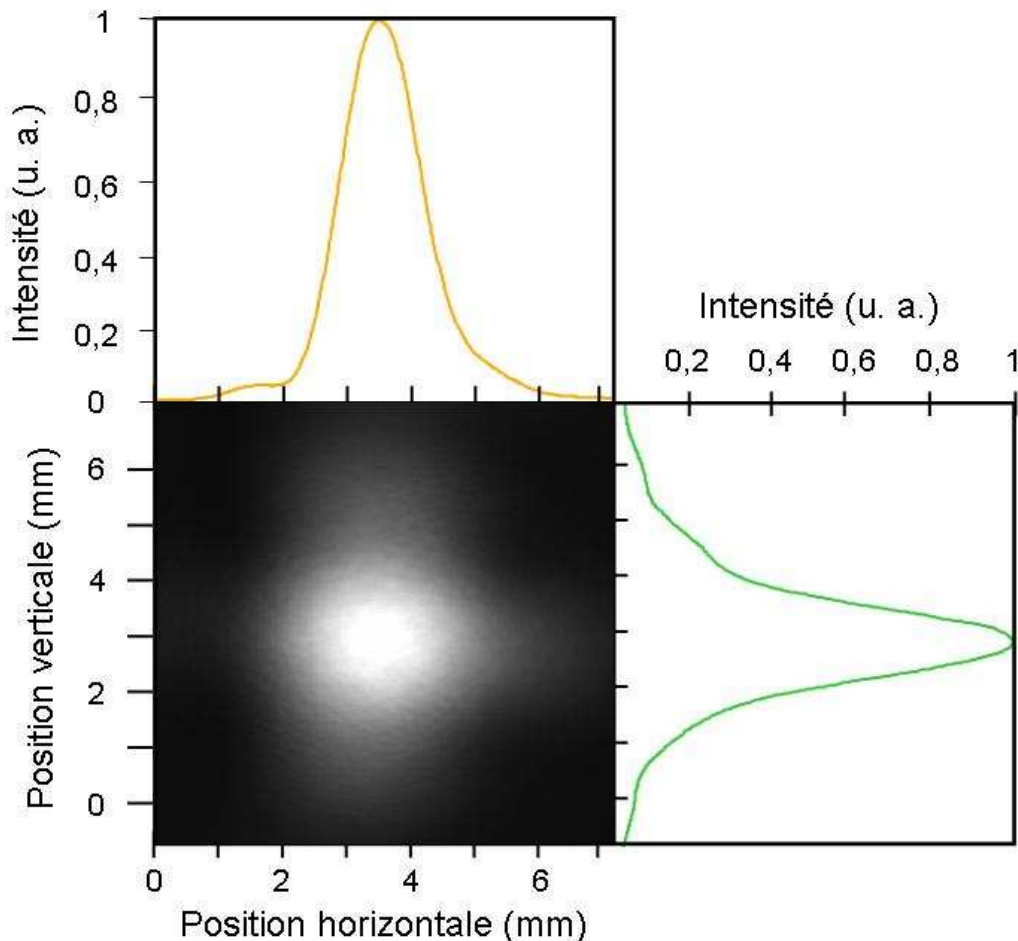


Figure V-6-Section transverse (obtenue via une caméra CCD Basler 1392x1040 pixels, 8 ou 12 bits, 15 Hz), distributions horizontale et verticale du faisceau laser IR au point de focalisation théorique dans l'onduleur.

En changeant la position du détecteur autour du point de focalisation, l'évolution des tailles transverses du rayonnement de l'harmonique 3 en horizontal et en vertical peut être recréée. La Figure V-7 met en lumière les deux points de focalisation différents distants d'environ 1,5 m, preuve d'aberrations toujours existantes mais tout de même limitées. Le système de propagation et de refocalisation devrait donc permettre un recouvrement efficace entre le faisceau d'électrons et le faisceau harmonique. D'ailleurs le recouvrement avec la source d'électrons de divergence très faible (section VI.1.1.i) est d'autant plus efficace que l'harmonique d'injection considérée est petite car la divergence harmonique décroît en fonction de la longueur d'onde d'émission.

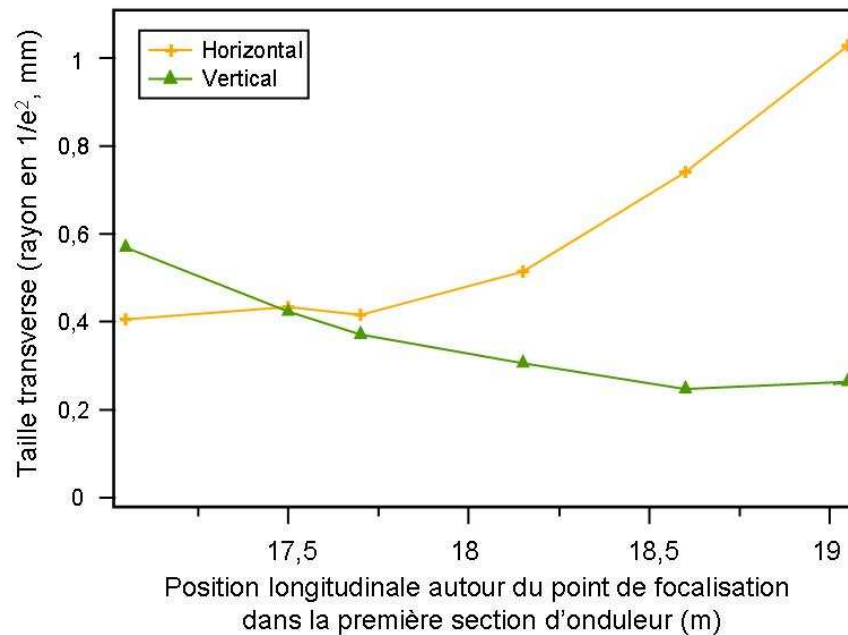


Figure V-7- Evolution des tailles transverses horizontale et verticale de la 3^{ème} harmonique en fonction de la position théorique dans l'onduleur. Paramètres laser : $E_{impulsion}=12$ mJ, $\Phi=22,5$ mm. $P_g=11$ V.

La Figure V-8 donne la section transverse de l'harmonique 13 et les distributions en horizontal et vertical obtenues directement en sortie de la deuxième chambre, i. e. à environ 8 m du point de focalisation théorique dans l'onduleur.

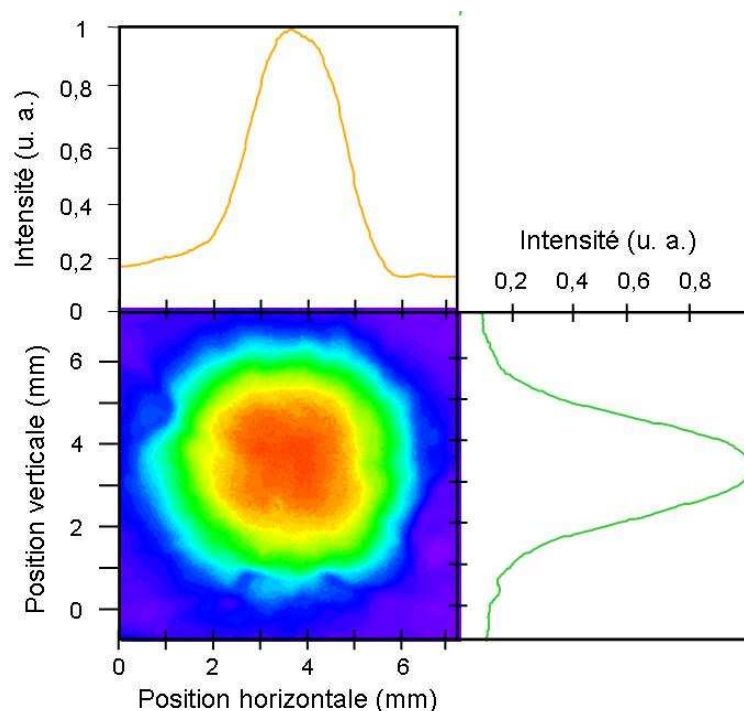


Figure V-8- Section transverse (système de galettes de micro canaux-écran phosphore-caméra CCD Basler), distributions horizontale et verticale du rayonnement de l'harmonique 13 à 8 m de l'entrée de la première section d'onduleur. Paramètres laser : $E_{impulsion}=10$ mJ, $\Phi=22,5$ mm. $P_g=3,4$ V.

Cette position ne permet donc pas d'observer d'éventuelles aberrations géométriques, car celles-ci ne sont visibles que dans une zone proche de la focalisation du faisceau. Néanmoins, ce système permet de voir très précisément l'évolution de la distribution d'une des harmoniques du plateau en fonction des conditions de génération. L'image a été obtenue ici pour des conditions de génération qui optimisent parfaitement les distributions transverses du faisceau, qui sont alors quasi gaussiennes, mais minimisent par un facteur 1,5 environ l'optimum du signal harmonique atteignable dans notre expérience. En effet, l'énergie du laser de génération a été réduite à 10 mJ/impulsion, ce qui diminue l'ionisation dans la cellule et améliore ainsi le front d'onde du rayonnement harmonique.

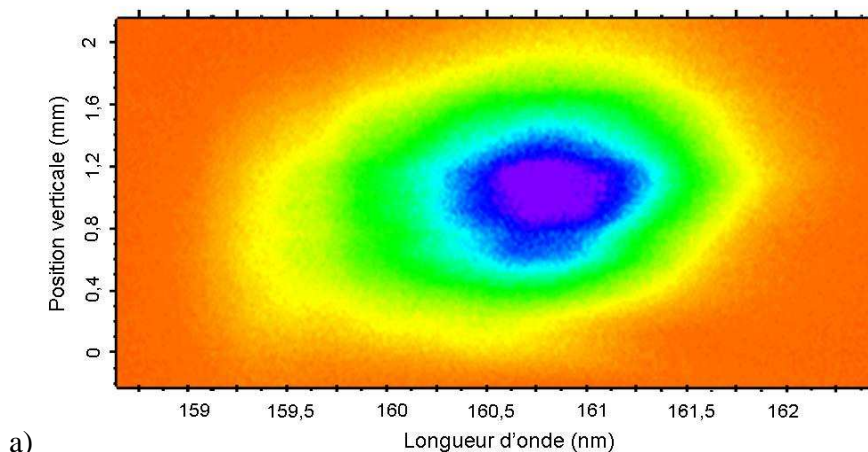
V.2. Caractérisation de la 5^{ème} harmonique

Une fois la connexion établie entre l'expérience de génération d'harmoniques et l'accélérateur, des premiers tests d'étude des propriétés spectrales et de stabilité tir à tir de la génération d'harmoniques ont pu être réalisés via le spectromètre de l'installation LEL (section IV.4).

L'énergie du faisceau d'électrons étant limitée à 150 MeV au moment de l'expérience, la longueur d'onde la plus courte à injecter correspond à l'harmonique 5. Les deux miroirs plans en SiC du transport harmonique sont remplacés par des miroirs multicouches en CaF_2 (section IV.3.2.i) afin à la fois d'éliminer un maximum d'IR résiduel sur nos détecteurs et d'augmenter le signal harmonique grâce à une meilleure réflectivité.

V.2.1. Distributions spectrale et verticale

La Figure V-9 présente l'image d'une unique impulsion de la 5^{ème} harmonique obtenue au niveau de la caméra CCD du spectromètre, son spectre associé intégré verticalement sur toute l'émission, et son profil vertical intégré spectralement.



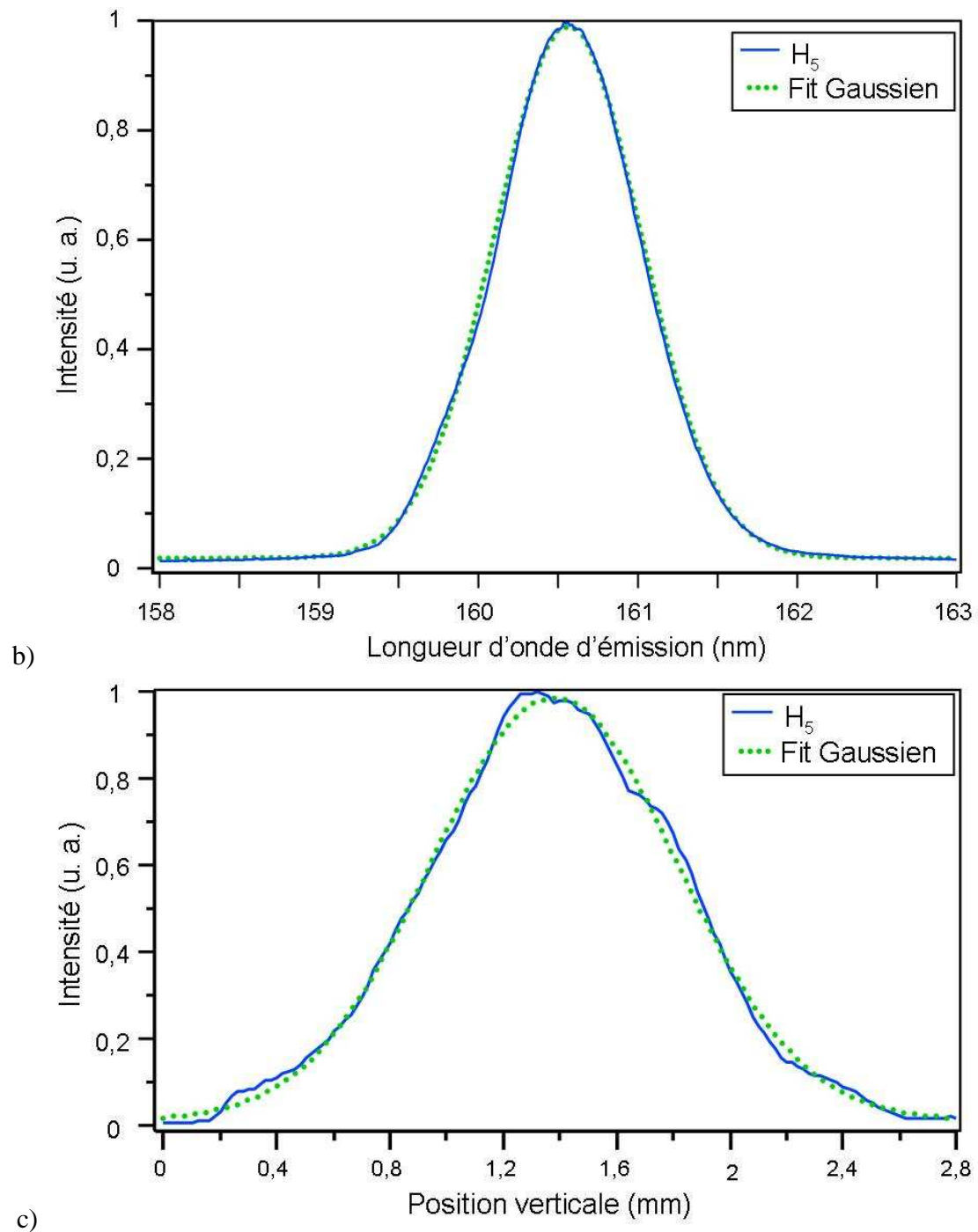


Figure V-9- 5^{ème} harmonique générée dans le xénon (une seule impulsion accumulée). a) Image obtenue au niveau de la caméra CCD du spectromètre. b) Profil spectral avec intégration sur l'axe vertical. c) Profil vertical avec intégration sur l'axe spectral. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ, $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

Un profil net Gaussien apparaît à la fois sur les distributions verticale (Figure V-9 b) et spectrale (Figure V-9 c).

La largeur spectrale relative à mi-hauteur $(\Delta\lambda/\lambda)_{FWHM}$ de l'impulsion unique mesurée ici, vaut $6,35.10^{-3}$, la fonction d'appareil du spectromètre n'étant pas prise en compte car l'incertitude de la mesure réalisée sur l'ajustement, ou « fit », Gaussien de la distribution spectrale est du même ordre que la résolution spectrale du spectromètre ($<10^{-3}$). De plus, même pour une erreur maximale de 10^{-3} , la valeur présentée ici est très peu affectée.

Pour un faisceau gaussien à la limite de Fourier -on suppose donc que l'impulsion n'est pas élargie spectralement par un effet quelconque- cette valeur correspond à un temps de cohérence ($t_{coh.}$) de 37 fs d'après l'expression suivante :

$$(V-1) \quad (t_{coh.})_{FWHM} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda}{c} \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right)_{FWHM}$$

La durée d'impulsion théorique d'une harmonique d'ordre faible (τ_p) peut également être évaluée car celle-ci est directement reliée à la durée d'impulsion du laser générateur (τ_{laser}), comme suit [202] :

$$(V-2) \quad \tau_p = \frac{\tau_{laser}}{\sqrt{p}}$$

Avec $p=5$ et $\tau_{laser}=110$ fs (Tableau IV-4), la durée d'impulsion de l'harmonique 5 vaut 49,3 fs. L'impulsion mesurée est donc quasiment totalement cohérente temporellement. Pour des ordres plus élevés, p est remplacé par un ordre effectif [202].

Cette largeur spectrale relative est, de plus, parfaitement adaptée au gain spectral du LEL dont la largeur à mi-hauteur vaut, d'après l'équation (II-13), $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{N_p} = 3,33.10^{-3}$.

Par conséquent, une harmonique présentant de telles propriétés spectrales devrait être parfaitement couplée au milieu amplificateur LEL.

V.2.2. Stabilité de l'émission

L'étude de la stabilité de l'intensité, de la longueur d'onde d'émission et de la largeur spectrale de l'émission de l'harmonique 5 est détaillée ci-dessous. Malheureusement nous ne possédons pas de données parallèles, à l'instant de l'expérience, de l'évolution de ces mêmes propriétés pour le laser Ti: Sa qui influencent de façon très importante le processus de génération.

Les sources de l'instabilité du laser IR peuvent être nombreuses. Selon le constructeur (Tableau IV-4), la stabilité tir à tir théorique en intensité d'une telle installation est de l'ordre de 5 %, cette valeur peut dans la réalité être bien plus importante car elle est directement liée aux variations d'humidité et de température dans notre pièce laser (climatisation à environ $\pm 1^\circ\text{C}$).

A cela s'ajoute une instabilité due à la variation du pointé du laser IR au niveau du passage dans le trou d'entrée de la cellule, le diamètre de celui-ci étant très proche de celui du laser. En effet, si le système laser est légèrement instable en position, l'intensité du laser IR entrant dans la cellule peut varier fortement et donc également le niveau de génération d'harmoniques. Ce phénomène peut être très amplifié si des vibrations dues aux différents systèmes de pompage, mêmes faibles, sont propagées jusqu'aux miroirs IR de propagation et/ou jusqu'à la cellule. Une variation de plusieurs dizaines de pourcent peut dans ce cas être envisagée. Nous avons d'ailleurs découvert, malheureusement après la période de prise de données de l'expérience de génération d'harmoniques et d'injection, que d'importantes vibrations étaient causées par la première pompe Scroll (PP₁ sur Figure IV-25). En améliorant le positionnement de cette pompe, les instabilités de pointé du laser IR ont pu être divisées par un facteur 3 à 5.

Seules les variations propres au laser IR interviennent en termes de longueur d'onde et de largeur spectrale -la variation de pointé du laser dans la cellule n'ayant a priori aucune influence sur celles-ci- et c'est pourquoi on s'attend à ce que leur instabilité respective soit plus limitée que celle de l'intensité.

La Figure V-10 présente 26 profils spectraux successifs qui ont été obtenus dans des conditions constantes de génération sur une durée d'environ 15 minutes. Des variations tir à tir importantes d'intensité sont observées.

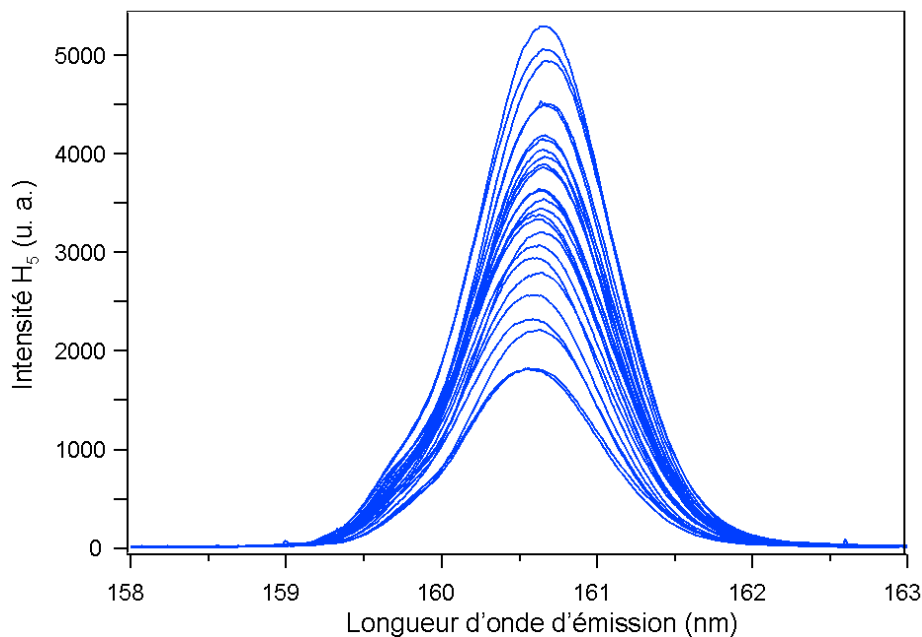


Figure V-10- Spectre d'émission de la 5^{ème} harmonique générée dans le xénon, et obtenu au niveau de la caméra CCD du spectromètre (50 impulsions accumulées). Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ, $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. Les différentes mesures ont été obtenues sur un intervalle de 15 min.

Le Tableau V-1 présente les variations tir à tir en intensité, longueur d'onde et largeur spectrale relative, correspondant à une analyse détaillée des différentes propriétés du rayonnement (Figure V-11 à Figure V-13).

Tableau V-1- Variations des principaux paramètres caractérisant la distribution de la 5^{ème} harmonique (50 impulsions accumulées, 15 minutes d'acquisition pour l'ensemble des données). I_{max} correspond au maximum d'intensité, λ la longueur d'onde d'émission et $\Delta\lambda/\lambda$ la largeur spectrale relative à mi-hauteur (FWHM). Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ, $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V

	I_{max} (u. a.)	λ (nm)	$\Delta\lambda/\lambda$ (FWHM)
Moyenne	3773	160,641	$6,50 \cdot 10^{-3}$
Déviatoin standard (rms)	1513	0,037	$0,23 \cdot 10^{-3}$
Variation $\pm\%$	40,09	0,02	3,57

La Figure V-11 présente l'évolution de l'intensité crête de la 5^{ème} harmonique, mesurée au maximum d'émission spectrale, pour les 26 fichiers successifs. Même si une fluctuation importante est à noter ($\pm 40\%$), le signal généré semble osciller (autour de 3800).

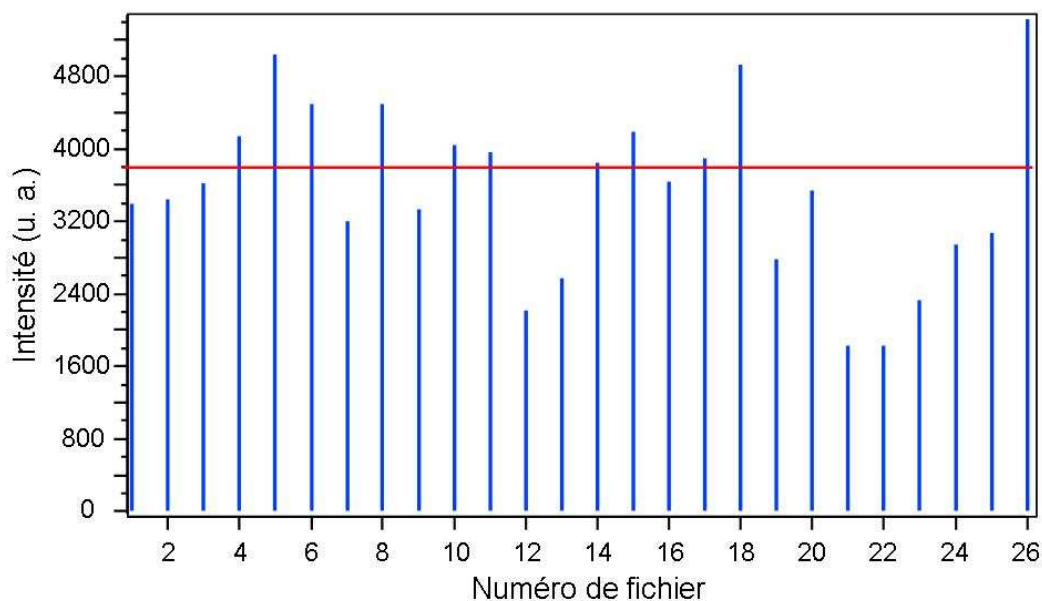


Figure V-11- Evolution de l'intensité de la 5^{ème} harmonique au cours du temps (50 impulsions accumulées, 15 minutes d'acquisition pour l'ensemble des données). Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ, $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. — symbolise la valeur moyenne obtenue sur les 26 fichiers.

Grâce à la très bonne résolution spectrale du spectromètre ($\approx 2 \cdot 10^{-3}$ nm), la variation en longueur d'onde d'émission de l'harmonique 5 peut être mesurée précisément. Elle est très limitée, soit $\pm 0,02\%$. La Figure V-12a tend à montrer que, comme l'intensité, la longueur d'onde émise semble osciller, ici autour de 160,64 nm. En fait, une relation quasi linéaire entre

l'amplitude et longueur d'onde semble même intervenir (Figure V-12 b). Le signal est multiplié par deux pour une variation pourtant plutôt faible de +0,085 nm. Il est difficile de relier ce comportement au processus de génération d'harmoniques, dont l'efficacité reste indépendante de la longueur d'onde de génération, ni à la réflectivité spectrale globale du système de propagation, ni même à la sensibilité spectrale du détecteur, qui dans les deux cas n'expliquent absolument pas de telles variations.

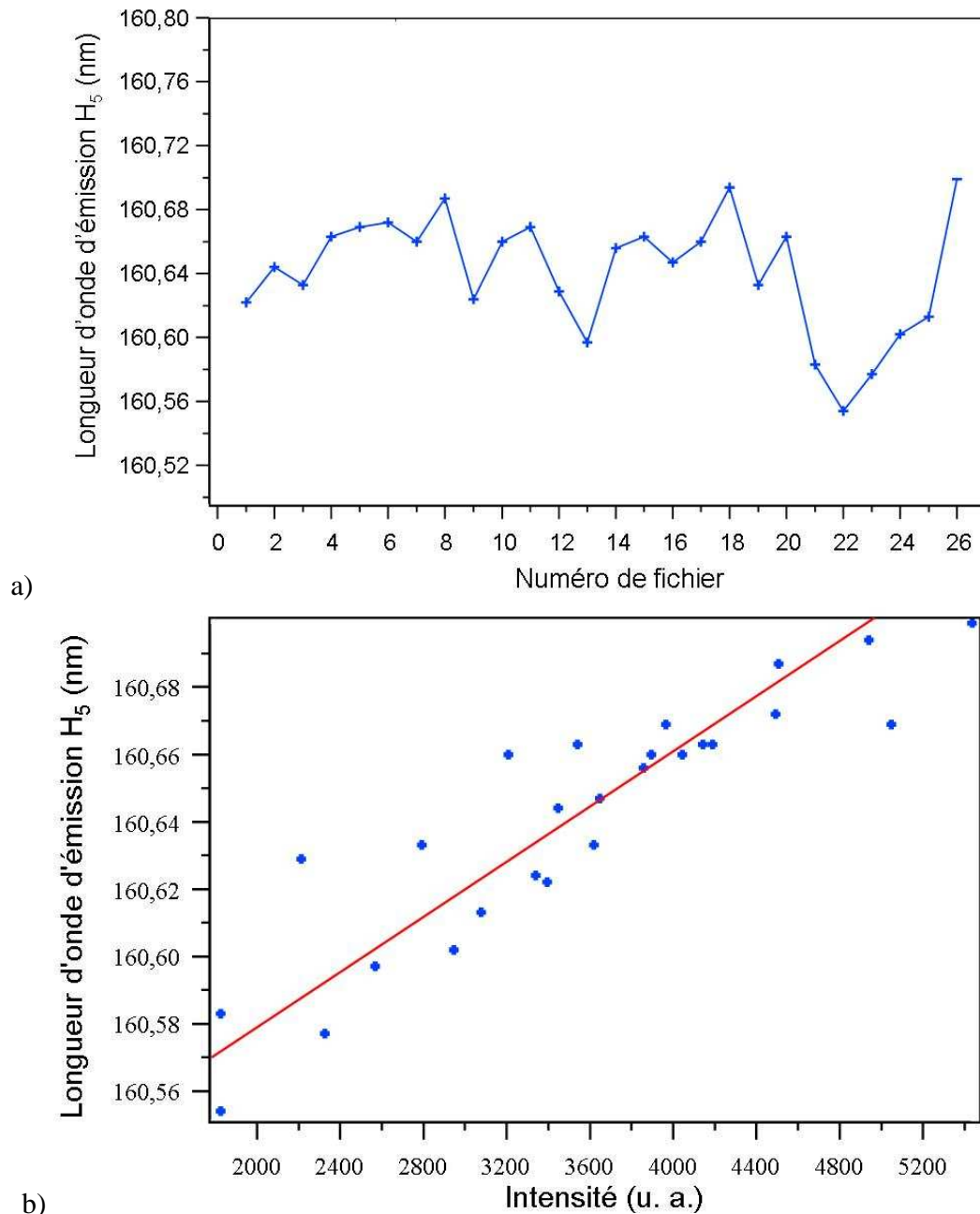


Figure V-12- Variation de la longueur d'onde de la 5^{ème} harmonique (50 impulsions accumulées, 15 minutes d'acquisition pour l'ensemble des données). a) en fonction du temps. b) en fonction de l'intensité du signal harmonique. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ, $\Phi =21$ mm. $P_g=11$ V.

L'évolution de la largeur spectrale relative ($\Delta\lambda/\lambda$) est présentée sur la Figure V-13. Comme pour la longueur d'onde d'émission, les variations sont peu importantes, soit $\pm 3,57\%$ et ne doivent, a priori, pas perturber tir à tir le gain du LEL.

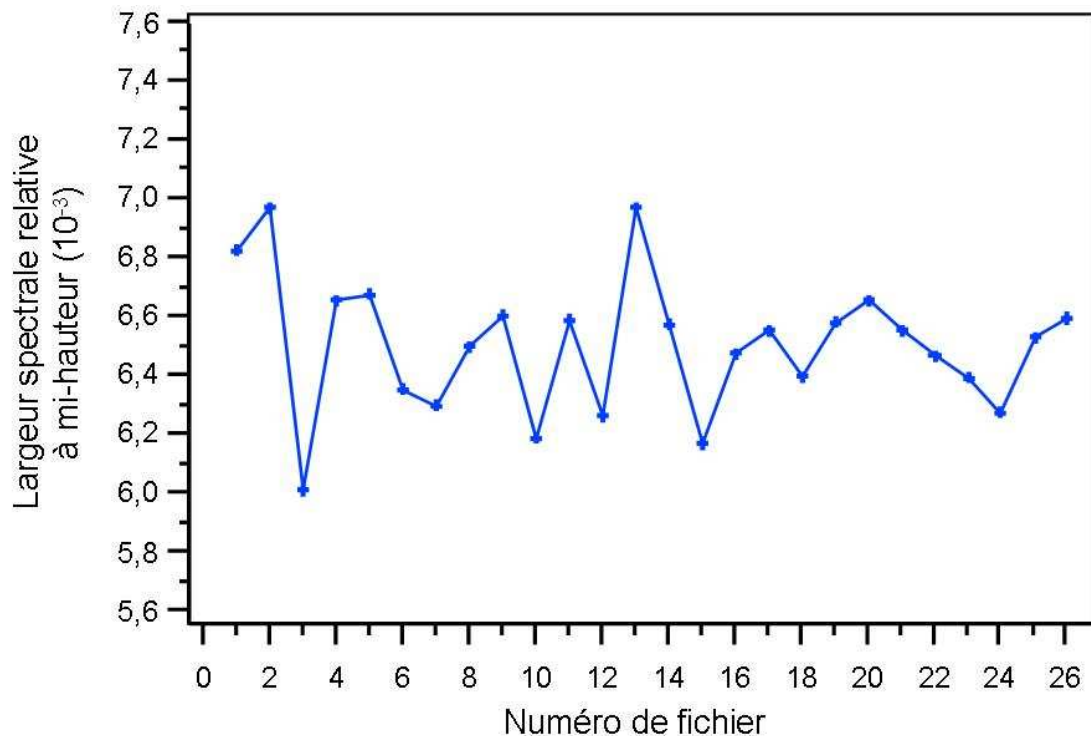


Figure V-13- Variation tir à tir de la largeur spectrale relative à mi-hauteur ($\Delta\lambda/\lambda$) de la 5^{ème} harmonique en fonction du temps. 15 minutes d'acquisition pour l'ensemble des données. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ, $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

Les variations des propriétés du rayonnement de l'harmonique 5 devraient se répercuter sur celles de l'émission amplifiée par le LEL, et indépendamment des autres phénomènes impliqués dans le processus LEL. L'émission LEL en mode injecté risque donc d'être assez instable tir à tir au niveau de son intensité mais devrait, en termes de longueur d'onde d'émission et de largeur spectrale, être relativement stable.

V.2.3. Paramètres d'optimisation de la génération

La première phase de tests réalisée en France (section V.1) a permis de déterminer les paramètres d'optimisation de l'intensité des harmoniques 3 et 13. Les plus forts signaux étaient obtenus, en focalisant avec un diamètre apparent de 20 à 23 mm un faisceau IR de plus de 12 mJ d'énergie par impulsion dans la cellule remplie de xénon. La pression au niveau de la première enceinte atteignait alors respectivement $4,6 \cdot 10^{-3}$ mbar et $2,3 \cdot 10^{-3}$ mbar, ce qui correspond à 11 V

et 3,4 V sur le lecteur de pression situé après la vanne micro fuite (section IV.3.2.i). Une nouvelle optimisation des paramètres laser et de pression est effectuée pour l'harmonique 5. Une analyse de l'évolution de l'intensité intégrée au niveau des images de la caméra CCD du spectromètre a alors été réalisée en faisant varier la pression de gaz injecté (Figure V-14), l'énergie par impulsion et le diamètre du faisceau laser générateur (respectivement Figure V-15 et Figure V-17).

La Figure V-14 montre une claire dépendance de l'intensité du signal de la 5^{ème} harmonique en fonction de la pression de gaz injecté. Le signal semble augmenter d'abord en puissance de 4 - plus le nombre d'atomes de gaz est important plus l'on peut générer des photons UV- jusqu'à un maximum correspondant à une pression de gaz de 11 V. Pour des valeurs de pressions plus grandes, l'émission harmonique est probablement réabsorbée en partie, et le front d'onde altéré ; une défocalisation importante intervient et empêche la mise en phase cohérente de l'émission.

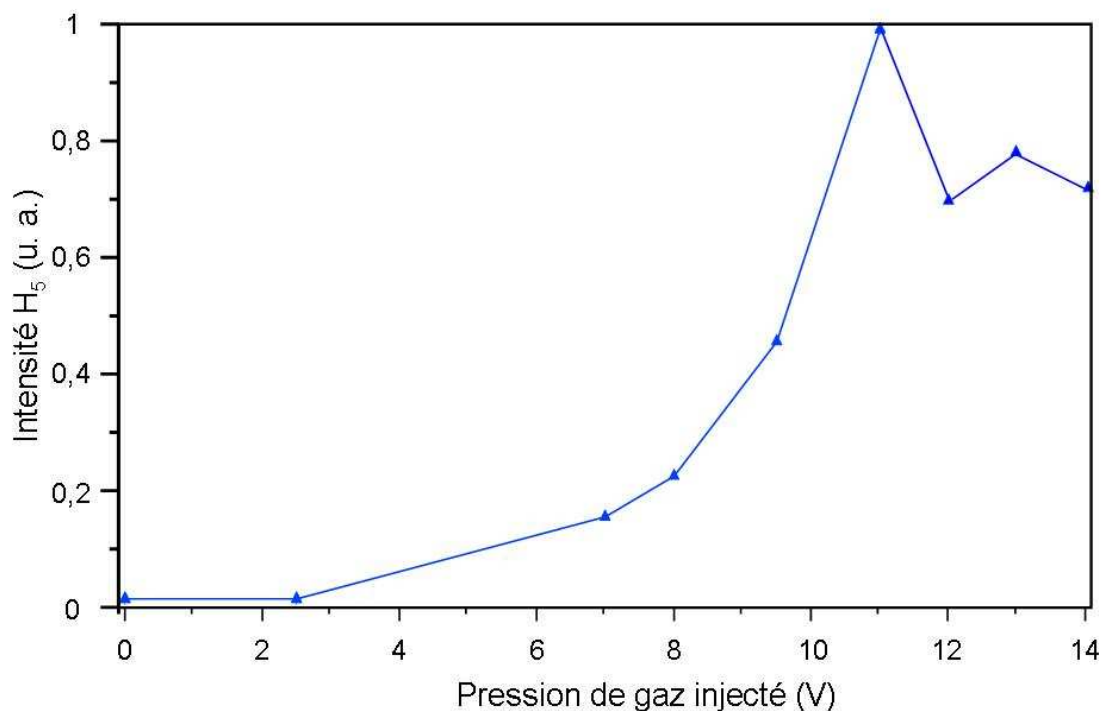


Figure V-14- Intensité de la 5^{ème} harmonique en fonction de la pression injectée de xénon en unité Volt d'après le lecteur de pression situé après la vanne micro fuite. Temps d'exposition pour chaque mesure : 1 s. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ, $\Phi=21$ mm. Barre d'erreur de chaque mesure : ± 18 %.

La Figure V-15 montre que l'intensité du signal de l'harmonique 5 n'est ici pas complètement saturée avec les intensités laser utilisées. Des limitations techniques imposent, en

fait, de ne pas dépasser une énergie laser par impulsion de 19 mJ alors que le système permet de générer jusqu'à 35 mJ.

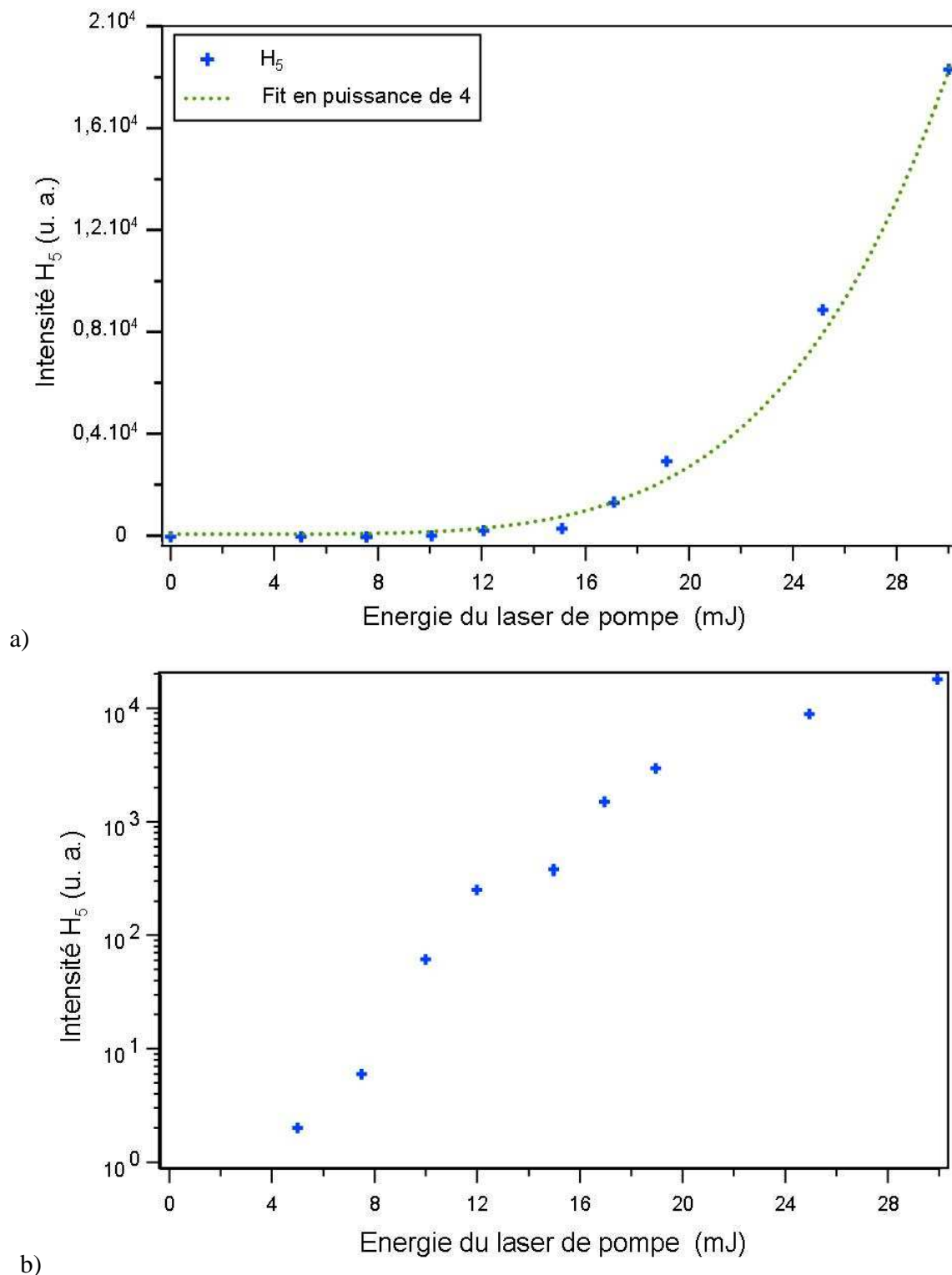


Figure V-15- Intensité de la 5^{ème} harmonique en fonction de l'énergie par impulsion du laser générateur. Temps d'exposition : 1 s. $P_g=11$ V. Paramètre laser : $\Phi=21$ mm. a) Echelle linéaire. b) Echelle logarithmique. Barre d'erreur de chaque mesure : ± 23 % environ.

En effet, le premier miroir en SiC situé après la cellule de gaz, recevant un flux important d'IR résiduel, doit être préservé en ne dépassant pas le seuil de dommage. Ce seuil, qui a été mesuré expérimentalement sur une autre installation [203] mais pour des durées d'impulsion légèrement différentes, correspond dans notre configuration à un flux de $0,8 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, i.e. 11,4 mJ d'énergie laser. En réalité sur notre expérience, les dommages apparaissent (Figure V-16) pour des valeurs d'énergie par impulsion supérieures à 19 mJ par impulsion (cas d'optimisation : laser de 21 mm de diamètre, 100 fs de durée d'impulsion). Les dommages sont instantanés pour une valeur d'énergie laser par impulsion de 30 mJ. Ils entraînent une forte baisse de la réflectivité du miroir et donc du niveau de signal mesuré sur le spectromètre d'une acquisition à l'autre. Pour des valeurs intermédiaires, telles que 25 mJ, les dommages interviennent à plus long terme (quelques dizaines de minutes). Pour une valeur légèrement supérieure à la valeur de consigne préconisée (par exemple 20 mJ par impulsion), les dommages apparaissent après plusieurs heures d'utilisation.

En se limitant à 19 mJ d'énergie par impulsion, le miroir en SiC semble bien résister au fort flux IR. Cette valeur d'énergie correspond à une densité de puissance laser de $1,33 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (Figure IV-13 b). Dans ce cas, le niveau de signal H_5 obtenu, même s'il n'est pas maximal, est tout de même assez proche de la saturation (Figure V-15 b).

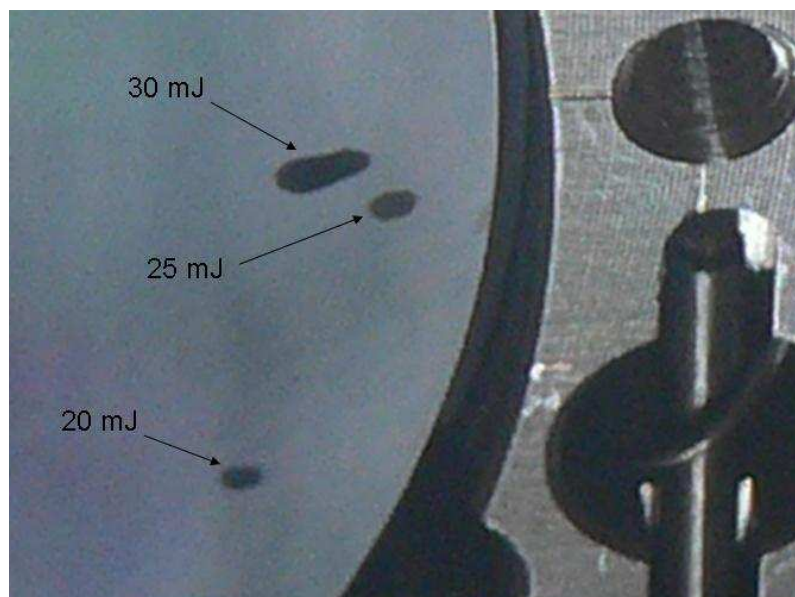


Figure V-16- Ablation observée sur le premier miroir sphérique en SiC. Les trois taches noires correspondent ici à différentes énergies laser employées.

Une autre raison nous contraint à utiliser le moins possible d'énergie laser. Même si l'effet intervient sur une échelle de temps plus longue, le signal harmonique est également affecté par l'ablation qui intervient petit à petit au niveau des trous d'alignement de la cellule. En fait le

diamètre des trous est parfaitement adapté au waist du faisceau laser générateur si bien que les variations de pointé entraîne un échauffement régulier des bords du trou. Le matériau dans lequel ont été percés les trous est le tantale, choisi notamment pour son point de fusion assez élevé (3290°K). En effet, seuls le rhénium (3459°K), le tungstène (3695°K) et le carbone (3773°K) ont un point de fusion plus élevé. Quand le diamètre augmente, la pression à l'intérieur de la cellule diminue puisque davantage de gaz s'en échappe, ce qui induit une diminution du signal harmonique.

Une évolution similaire à celle obtenue en faisant varier la pression du milieu générateur, est observée en faisant varier cette fois le diamètre du laser générateur (Figure V-17) : d'abord une forte croissance, suivie d'un maximum à 21 mm, puis d'une saturation à plus faible intensité. En effet, au-delà de 21 mm le waist du faisceau laser au point de génération dans la cellule devient trop petit (variation inverse d'après l'équation (IV-5)), l'interaction avec le milieu gazeux diminue et n'est plus efficacement compensée par l'augmentation induite de l'énergie laser injectée quand on ouvre davantage le diaphragme. De plus, le diaphragme permet de couper légèrement les ailes de la distribution laser améliorant ainsi la qualité du front d'onde IR injecté. Les ailes de la distribution ne participent pas, a priori, au processus de génération car elles sont de flux trop limité.

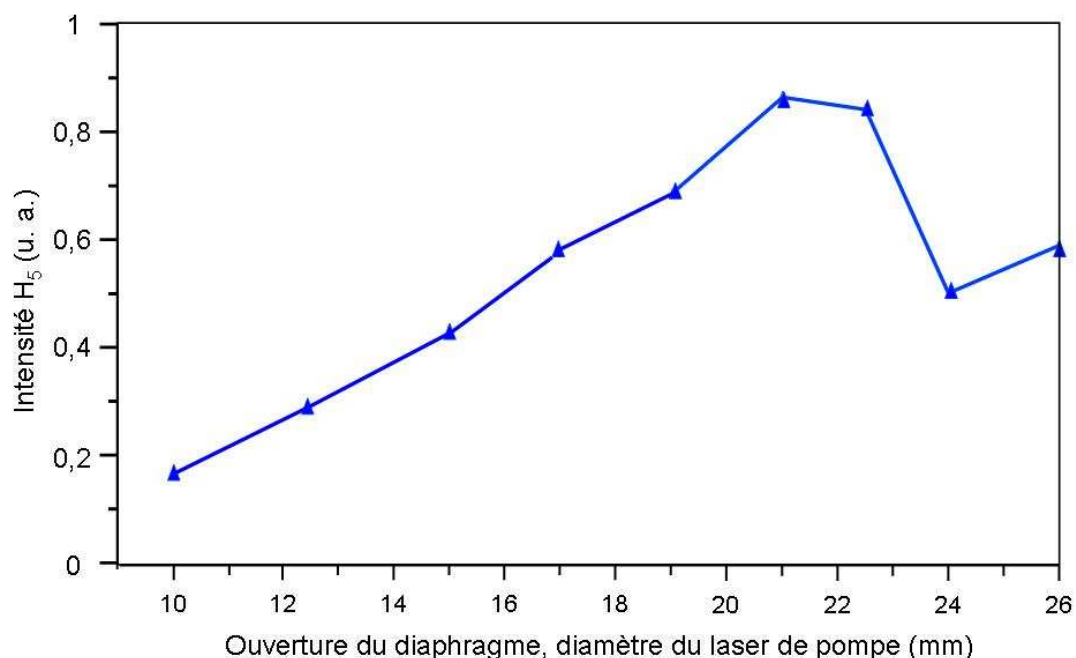


Figure V-17- Intensité de la 5^{ème} harmonique en fonction du diamètre du laser de génération. Temps d'exposition : 1 s. $P_g=11$ V. Paramètre laser : $E_{impulsion}=25$ mJ pour $\Phi=26$ mm, position complètement ouverte. Barre d'erreur de chaque mesure : ± 20 % environ.

Le Tableau V-2 résume les valeurs des paramètres finaux d'optimisation pour chaque harmonique. Celles des harmoniques 3 et 5 sont très proches car ces deux harmoniques sont générées dans le même régime (perturbatif) à la différence de la 13^{ème} harmonique (non-perturbatif).

Tableau V-2- Paramètres d'optimisation de la génération d'harmoniques. P_{ch_I} correspond à la pression dans la première enceinte. La pression de gaz (P_g) injecté en V est également fournie. $E_{impulsion}$ est utilisé pour l'énergie par impulsion du laser IR, la valeur donnée étant la valeur maximale atteignable sans détériorer le premier miroir sphérique. Φ est le diamètre apparent du laser.

Longueur d'onde (nm)	P_{ch_I} (mbar)	P_g (V)	$E_{impulsion}$ (mJ)	Φ (mm)
267	$4,7 \cdot 10^{-4}$	11,5	19	21
161	$4,5 \cdot 10^{-4}$	11	19	21
60	$2,3 \cdot 10^{-4}$	2-3	19	21

V.3.Tentative d'évaluation de la réflectivité réelle des miroirs en SiC à 160 nm

Il est difficile de prédire l'efficacité réelle de notre système de génération d'harmoniques, car la mesure de l'intensité de l'harmonique 5 n'intervient qu'au niveau du spectromètre, i. e. après une propagation par quatre miroirs. Aussi, il est important de bien caractériser ces miroirs de transport. Si la réflectivité initiale des miroirs en CaF_2 est bien connue d'après les mesures données par le constructeur (Figure IV-24), celle des miroirs en SiC n'a été qu'estimée par un simple calcul analytique (section IV.3.2.i). Pour ce faire, l'intensité des images de l'émission de l'harmonique 5 est mesurée dans les deux configurations de transport disponibles, soit 4 miroirs en SiC (I_{4SiC}), soit 2 miroirs en SiC + 2 miroirs en CaF_2 ($I_{2SiC+2CaF2}$) et pour des paramètres de génération quasi similaires.

$$(V-3) \quad I_{4SiC} = R_{SiC,p}^4 I_{HHG}$$

$$(V-4) \quad I_{2SiC+2CaF2} = R_{SiC,p}^2 R_{CaF2,p}^2 I_{HHG}$$

Où I_{HHG} est l'intensité harmonique générée en sortie de la cellule, $R_{CaF2,p} \approx 82\%$ la réflectivité d'un miroir en CaF_2 mesurée par le constructeur et $R_{SiC,p}$ la réflectivité d'un miroir en SiC à 45° pour un rayonnement à 160 nm en polarisation p et qui peut être exprimée par conséquent par :

$$(V-5) \quad R_{SiC,p} = R_{CaF2,p} \sqrt{\frac{I_{4SiC}}{I_{2SiC+2CaF2}}}$$

Ce calcul nécessite néanmoins de faire quelques adaptations. En effet, les données dans la configuration 4 miroirs en SiC ont été obtenues sur un temps d'acquisition double et en utilisant une énergie laser légèrement plus grande (25 mJ par rapport à 20 mJ). Pour tenter de corriger la variation d'énergie, un premier facteur correctif, valant 3 (d'après la Figure V-15), est appliqué sur l'intensité mesurée. Finalement, on suppose que la stabilité de la génération d'harmoniques était similaire dans les deux cas donnant ainsi un simple facteur deux de correction sur le temps d'acquisition.

L'intensité d'un signal harmonique est alors mesurée en intégrant à la fois verticalement et spectralement une image de la CCD du spectromètre puis la double correction est appliquée sur l'intensité du signal de la configuration avec 4 miroirs en SiC. Les différentes valeurs d'intensité obtenues sont résumées dans le Tableau V-3, qui redonne également les valeurs des paramètres pris en compte pour la correction à appliquer.

Tableau V-3- Intensités de la 5^{ème} harmonique dans les deux configurations de miroirs, obtenues pour des paramètres de génération similaires excepté l'énergie laser : $P_g=11$ V, $\Phi=26$ mm. Les temps d'acquisition différents ont été adaptés.

	$E_{impulsion}$	Temps d'acquisition	Intensité intégrée spectralement et verticalement	Intensité corrigée
unité	mJ	s	u. a.	u. a.
4 miroirs en SiC	25	10	248	41,5
2 miroirs en SiC + 2 miroirs en CaF ₂	20	5	2313	2313

D'après l'expression (V-5), la réflectivité d'un miroir en SiC pour la polarisation p vaut donc $0,82\sqrt{\frac{41,5}{2313}}$ soit environ **11** %. Cette valeur expérimentale est 3,2 fois plus petite que la valeur théorique (Figure IV-23 a), i. e. 35 %. La différence peut s'expliquer en partie par le fait que les valeurs des indices de réfraction et d'absorption du SiC [197] sont entachées de grosses barres d'erreurs, et surtout dans la gamme 5-12 eV (260 nm à 100 nm) [204]. Une étude plus précise et systématique des propriétés de réflectivité des miroirs en SiC doit donc être menée in situ.

V.4.Niveau d'injection harmonique

Pour que le processus d'amplification du rayonnement injecté intervienne, il est requis que le niveau de puissance harmonique injecté soit plus grand que la puissance équivalente

produite par l'émission spontanée du LEL (équation (II-31)). De plus, l'augmentation du niveau d'injection entraînant une mise en paquets plus efficace, les rayonnements fondamental et harmoniques atteignent des valeurs de puissance plus importantes et saturent plus rapidement.

Comme représenté sur la Figure V-18, le niveau d'énergie de l'harmonique 5 (régime perturbatif), est approximativement 5 à 10 fois plus important que celui de l'harmonique 11 (72 nm), harmonique du plateau (régime non-perturbatif), dont l'énergie typique, dans un cas d'optimisation parfaite, est connue d'après la Figure III-6 préalablement présentée, i. e. 1 μ J. Le niveau de génération de H_5 pourrait donc atteindre 5 à 10 μ J.

Avec nos conditions expérimentales, i. e. une longue focale ($f=7$ m) et une forte énergie laser (19 mJ par impulsion), favorables à un bon taux de conversion, il est raisonnable d'estimer qu'une optimisation rapide et journalière de la génération d'harmoniques permet d'obtenir une énergie par impulsion pour la 5^{ème} harmonique de plusieurs centaines de nJ à quelques μ J. Les tests précédents réalisés en France ont montrés que la 3^{ème} harmonique, dont le signal est classiquement 10 fois supérieur à celui de la 5^{ème} (Figure V-18), était générée autour de 2 μ J (section V.1.1), ce qui valide un niveau d'énergie par impulsion de l'ordre de 200 nJ.

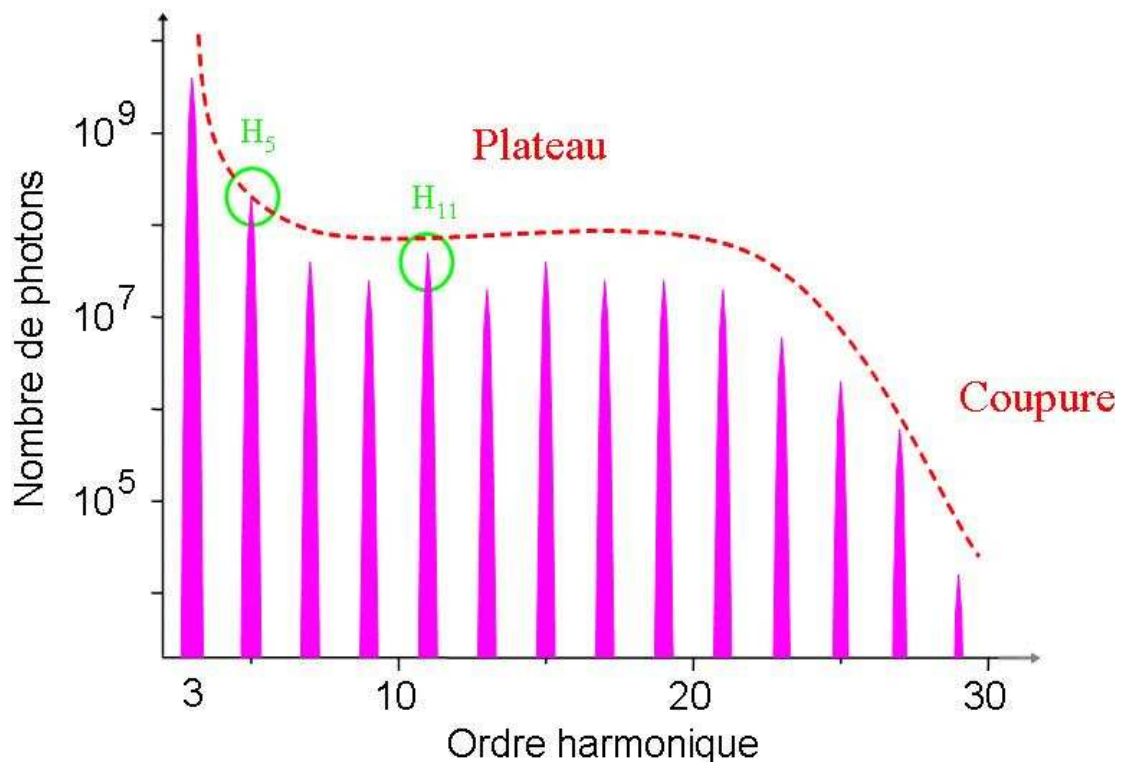


Figure V-18- Spectre classique d'harmoniques générées dans les gaz incluant les ordres faibles (principalement H_3 et H_5).

Avant d'être injecté dans l'onduleur, le faisceau harmonique est réfléchi par un jeu de quatre miroirs dont la réflectivité théorique est malheureusement assez limitée (Figure IV-23, Figure IV-24). L'estimation de la valeur effective de la réflectivité des miroirs en SiC est même nettement inférieure (V.3)). Le Tableau V-4 donne l'évaluation de l'énergie injectée dans la configuration avec deux miroirs plans en CaF_2 et deux miroirs sphériques en SiC, d'après la réflectivité théorique et d'après la correction expérimentale d'un facteur 3,5. Entre 1,5 et 18,2 % de l'énergie générée est injecté, soit une énergie par impulsion allant de 3 nJ à 36,4 nJ ou encore une puissance crête de 54 kW à 650 kW. Les valeurs de puissance crête sont données pour une durée d'impulsion classique de l'ordre de 50 fs évaluée en section V.2.1.

Tableau V-4- Réflectivités théorique (théo.)/expérimentale (exp.) des différents miroirs et réflectivité globale du système de transport harmonique. NM correspond à Non Mesuré.

	Miroirs sphériques en SiC	Miroirs plans en CaF_2	Système de transport
Réflectivité théo./exp. (%)	51/14,6	82/NM*	18,2/1,5
Nombre d'éléments optiques	2	2	4
Angle d'incidence (degré)	2	45	

*on prend arbitrairement également 82%

VI. Superposition des faisceaux d'électrons et harmonique

VI.1. Superposition transverse

VI.1.1. Conception d'un système adapté au recouvrement

VI.1.1.i. Propagation du faisceau d'électrons

Comme l'interaction entre le faisceau d'électrons et le faisceau harmonique se déroule dans la première section d'onduleur, la taille du faisceau d'électrons (σ , rms) doit être déterminée tout au long de cette section. Elle a été calculée d'après l'évolution des fonctions bêtrons (β) du faisceau d'électrons dans les directions transverses x et y [205] et la valeur de l'émittance (ε , Tableau IV-2). L'évolution de la taille transverse du faisceau d'électrons (W_e , rayon en $1/e^2$) à l'intérieur de la première section d'onduleur peut alors être déduite simplement :

$$(VI-1) \quad W_e(z) = 2\sigma(z) = 2\sqrt{\beta(z) \frac{\varepsilon}{\gamma_0}}$$

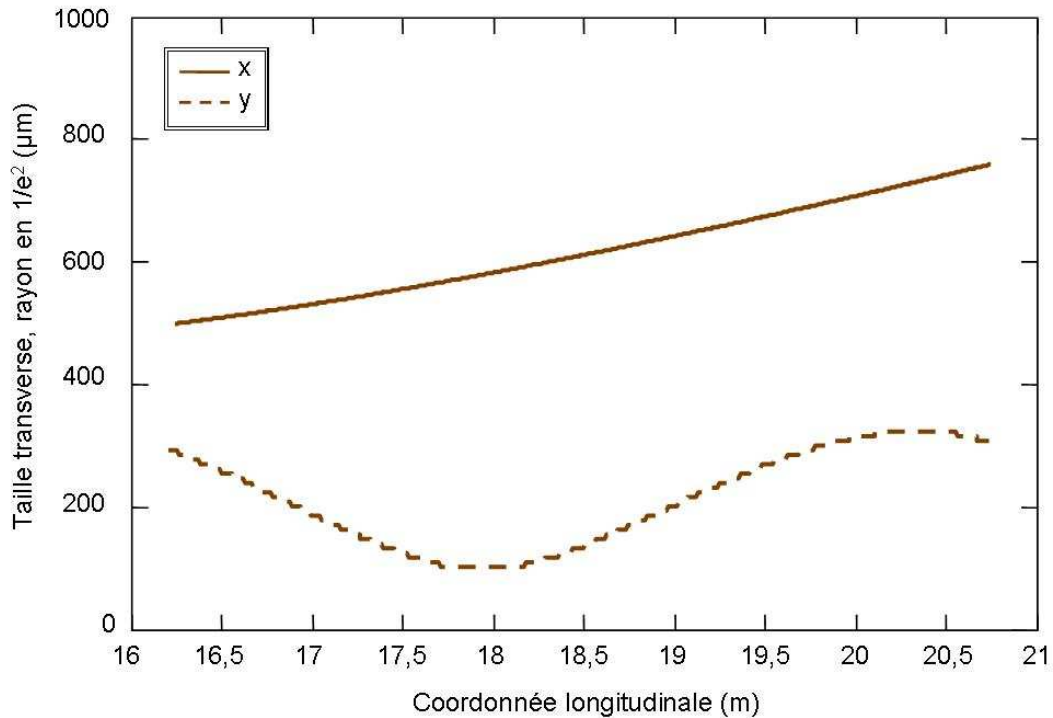


Figure VI-1- Evolution des tailles transverses du faisceau d'électrons (x : horizontal et y : vertical) en fonction de la coordonnée longitudinale (z) au niveau de la première section d'onduleur. $z=0$ correspond à la position de la lentille de focalisation du faisceau IR (lentille de génération).

VI.1.1.ii. Propagation des faisceaux laser et harmonique

L'évolution de la taille transverse du faisceau IR a déjà été calculée pour une position allant de la lentille IR au point de focalisation dans la cellule (section IV.3.1.ii). Pour compléter

ces calculs, il faut également caractériser l'évolution des tailles transverses du faisceau laser IR ainsi que de l'harmonique injectée, i.e. la 5^{ème} à 160 nm, du point de focalisation dans la cellule à la sortie de l'onduleur. Pour ce calcul, seule l'influence des deux miroirs sphériques (de rayon de courbure R_c , avec θ l'angle d'incidence du rayonnement sur un miroir), qui refocalisent les faisceaux dans la première section d'onduleur, est prise en compte (Figure VI-2). Les miroirs sphériques sont assimilés, dans l'approximation paraxiale [193] (cas d'une faible divergence du faisceau par rapport à son axe de propagation), à des lentilles de longueur de focale f_{MS} . Dans le cas présent, la divergence des faisceaux est de quelques mrad alors que l'angle de divergence maximal généralement admis est de l'ordre de 20 degrés ($\pi/9$ rad).

L'évolution des faisceaux laser à 800 nm et harmonique à 160 nm est calculée d'après les équations (VI-2) à (VI-5), qui doivent être appliquées pour chaque miroir. L'indice i situé au bas des différents paramètres indique que ces paramètres sont en rapport avec le miroir sphérique considéré pour le calcul, soit $i=1$ pour SM_1 et $i=2$ pour SM_2 (Figure VI-2).

$$(VI-2) \quad s_i' = f_{MS_i} \left[1 + \frac{\left(\frac{s_i}{f_{MS_i}} - 1 \right)}{\left(\frac{s_i}{f_{MS_i}} - 1 \right)^2 + \left(\frac{Z_{R_i}}{f_{MS_i}} \right)^2} \right]$$

$$(VI-3) \quad w_{0_i}' = F_{g_i} w_{0_i} = \frac{w_{0_i}}{\sqrt{\left(\frac{s_i}{f_{MS_i}} - 1 \right)^2 + \left(\frac{Z_{R_i}}{f_{MS_i}} \right)^2}}$$

$$(VI-4) \quad Z_{R_i}' = F_{g_i}^2 Z_{R_i}$$

$$(VI-5) \quad f_{MS_i,x} = \frac{R_{c_i} \cos(\theta_i)}{2} \quad \text{et} \quad f_{MS_i,y} = \frac{R_{c_i}}{2 \cos(\theta_i)}$$

s est la distance objet et s' la distance image. w_0' et Z_R' sont respectivement le waist et la longueur de Rayleigh image. F_g est le facteur de grossissement de la lentille. Les équations (VI-5) entraînent un comportement différent suivant l'axe horizontal (x) et vertical (y), menant à des aberrations géométriques.

Pour la première « lentille », la zone objet est située au niveau de la focalisation du laser IR dans la cellule, et il est donc nécessaire de connaître pour cette position (distante de s par rapport à la lentille) le waist et la longueur de Rayleigh.

Les valeurs du waist et de la longueur de Rayleigh du faisceau IR sont extraites des équations (IV-3) à (IV-5).

D'après [202], le waist des harmoniques d'ordre p faible ($w_{0,p}$), tel H_5 , est relié au waist laser (w_0) comme suit :

$$(VI-6) \quad w_{0,p} = \frac{w_0}{\sqrt{p}}$$

Pour déterminer la longueur d'onde de Rayleigh des harmoniques, $Z_{R,p} = \frac{p \pi (w_{0,p})^2}{M_p^2 \lambda}$, il reste à évaluer leur facteur de qualité gaussien, M_p^2 . Pour une zone d'interaction importante entre le faisceau IR et le gaz injecté au niveau de la cellule, comme c'est le cas dans la géométrie dite de focalisation longue utilisée à SCSS, la qualité gaussienne des faisceaux harmoniques est abaissée et ce d'autant plus que le rayonnement est à courte longueur d'onde [202]. Sachant que le facteur de qualité gaussien du laser de génération vaut 2, on peut estimer celui de l'harmonique 5 à environ 2,5.

La Figure VI-2 illustre l'évolution longitudinale des faisceaux IR et harmoniques partant de la lentille IR de longueur de focale 7 m au centre de la première section d'onduleur. Cette première lentille focalise le faisceau IR dans la cellule, ce qui génère les harmoniques. Ensuite, les deux miroirs sphériques (MS_1 et MS_2), séparés de la distance d , permettent d'ajuster la focalisation du faisceau harmonique dans la première section d'onduleur.

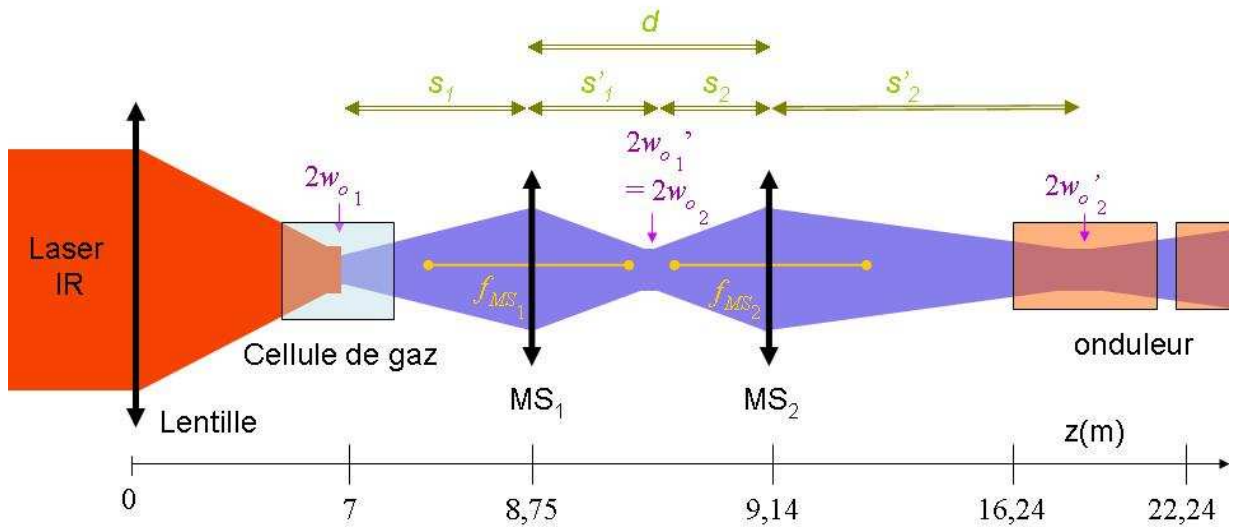


Figure VI-2- Schématisation de l'évolution longitudinale de la taille des faisceaux IR et harmoniques. Les flèches verticales symbolisent les lentilles. w_o et w_o' sont respectivement les waists objet et image, s et s' respectivement les distances objet et image.

En fait, les principaux paramètres harmoniques ont déjà été fixés car ils sont directement liés au choix des paramètres laser (Tableau IV-4), de la lentille de focalisation ($w_{0_i}=339 \mu\text{m}$), et de la géométrie des chambres dans l'environnement accélérateur ($s_I=1,6-1,75 \text{ m}$, $d\approx 0,3-0,5 \text{ m}$), mais ils dépendent également de l'optimisation du recouvrement transverse des faisceaux d'électrons et harmonique au niveau de l'onduleur. Un important recouvrement requiert que le dernier miroir sphérique focalise précisément le faisceau IR et donc le faisceau harmonique 5 au milieu de la première section d'onduleur (Figure VI-4). Cette position permet de faire un bon recouvrement entre les tailles transverses et les divergences du faisceau d'électrons et de l'harmonique injectée, optimisant ainsi le recouvrement des deux faisceaux : la longueur du milieu amplificateur est ainsi « allongée ».

Le Tableau VI-1 résume les valeurs des paramètres qui découlent de ces choix. La valeur de l'angle d'incidence correspond à la plus petite valeur techniquement réalisable qui minimise les aberrations géométriques apparaissant pour une incidence non normale.

Tableau VI-1- Paramètres utilisés pour le calcul de la 5^{ème} harmonique. d est la distance entre les deux miroirs sphériques. R_c est le rayon de courbure des miroirs sphériques et θ l'angle d'incidence du rayonnement sur ces miroirs.

	s_I	d	R_{c_1}	R_{c_2}	θ_1 et θ_2
Unité	m	cm	m	m	degré
Valeur	1,75	39,165	0,125	0,25	2

Les paramètres du rayonnement de l'harmonique 5 sont déduits des équations (VI-2) à (VI-6) et présentés dans le Tableau VI-2.

Tableau VI-2- Paramètres optimisés du faisceau de la 5^{ème} harmonique ($p=5$). Les valeurs d'indice $i=1$ ou 2 se réfèrent respectivement aux miroirs MS_1 et MS_2 . Les valeurs à gauche et à droite de la barre « / » correspondent aux deux directions transverses, respectivement horizontale (x) et verticale (y).

	i	s_i	w_{0_i}	Z_{R_i}	s'_i	w_{0_i}'	Z_{R_i}'
Unité		m	μm	m	m	μm	m
Valeur	1	1,75	196	0,181	0,134/0,134	11,6/11,6	$1,06 \cdot 10^{-3}/1,06 \cdot 10^{-3}$
Valeur	2	0,257	11,6/11,6	3,66/3,67	8,524/8,801	388,1/401,4	1,18/1,26

La Figure VI-3 montre l'évolution longitudinale des sections des faisceaux IR et harmonique 5 sur l'ensemble de la propagation. Trois modifications principales de waist sont observées. Elles sont dues à la focalisation du faisceau IR dans la cellule de gaz, puis à la refocalisation en deux temps réalisée par les deux miroirs sphériques MS_1 et MS_2 . La 5^{ème} harmonique est refocalisée

pour une position longitudinale par rapport à la lentille de focalisation IR $z=17,69$ m. En réalité, à cause des aberrations sphériques, les positions de focalisation dans les directions x et y sont décalées de 13 cm. Cette différence n'est pas visible à l'échelle de la Figure VI-3, mais l'est sur la Figure VI-4, qui présente un zoom autour de la position de la première section d'onduleur.

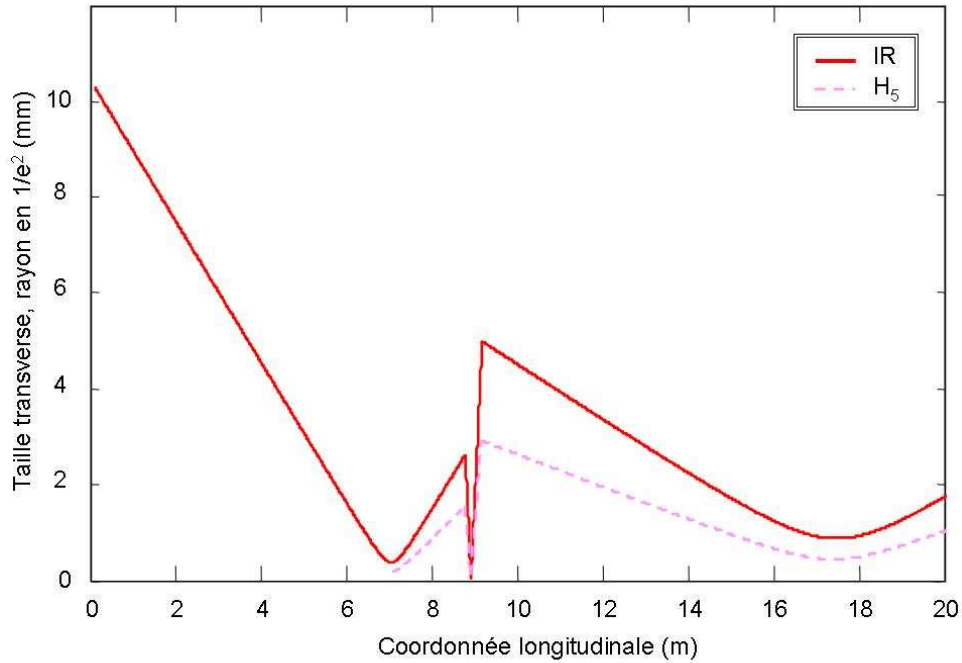


Figure VI-3- Evolution longitudinale de la taille des faisceaux IR et 5^{ème} harmonique. $z=0$ correspond à la position de la lentille de génération.

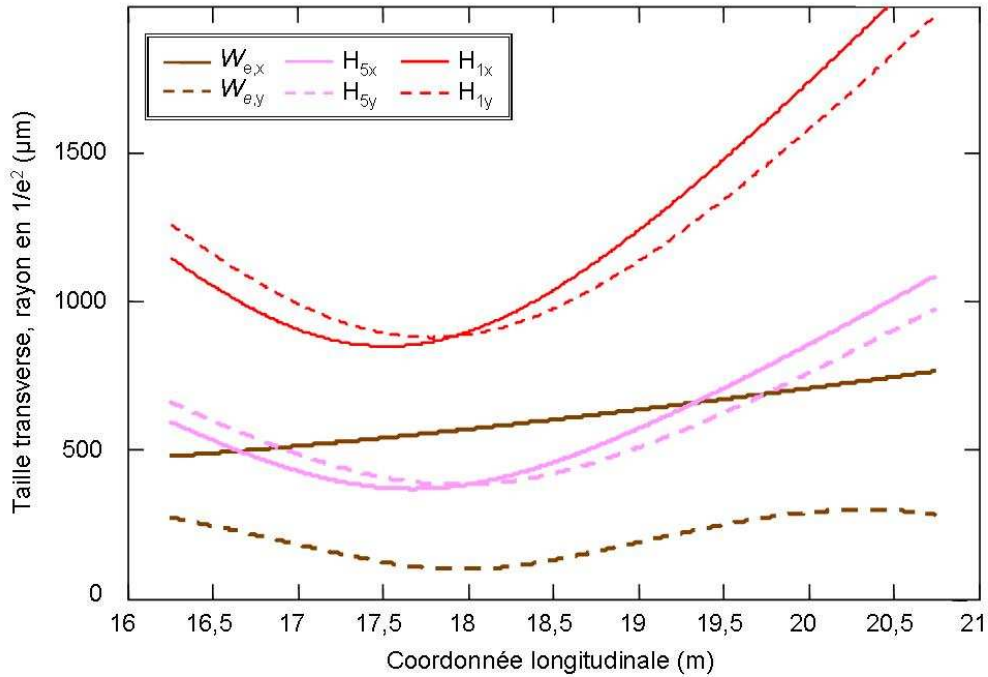


Figure VI-4- Evolution longitudinale des tailles transverses (x : horizontal et y : vertical) des faisceaux d'électrons (W_{ex} et W_{ey}), laser (H_{1x} et H_{1y}) et de la 5^{ème} harmonique (H_{5x} et H_{5y}), dans la première section d'onduleur. $z=0$ correspond à la position de la lentille de génération.

VI.1.2.Principe de l'alignement des faisceaux

Antérieurement à l'expérience d'injection des harmoniques, un laser He-Ne a été aligné sur l'axe de l'onduleur, de l'entrée de celui-ci à la caméra CCD du spectromètre. Le trajet du faisceau d'électrons a été alors modifié pour suivre l'axe ainsi défini, qui optimise en théorie le rayonnement de l'onduleur. Le positionnement des différents faisceaux est contrôlé par l'intermédiaire d'écrans (Figure VI-7). Ces écrans dits « OTR » (Optical Transition Radiation, Edmund Optics 45606), ou écrans à rayonnement par transition optique, sont composés d'un support en Pyrex recouvert d'un film fin en or qui, sous l'impact d'un faisceau d'électrons, émet de la lumière (Figure VI-5), dont la distribution spatiale correspond à la distribution transverse du faisceau d'électrons. En effet, le rayonnement de transition est produit par des particules chargées (ici les électrons) quand elles traversent la limite entre deux milieux possédant des constantes diélectriques différentes [206], dans notre cas l'or et le support. L'émission OTR s'effectue dans un cône dont le rayon angulaire s'exprime en $1/\gamma_0$ ($\theta_{OTR}=3,35$ mrad pour 150 MeV). De plus, ces écrans réfléchissent des rayonnements allant du visible à l'IR, et donc celui du laser He-Ne.

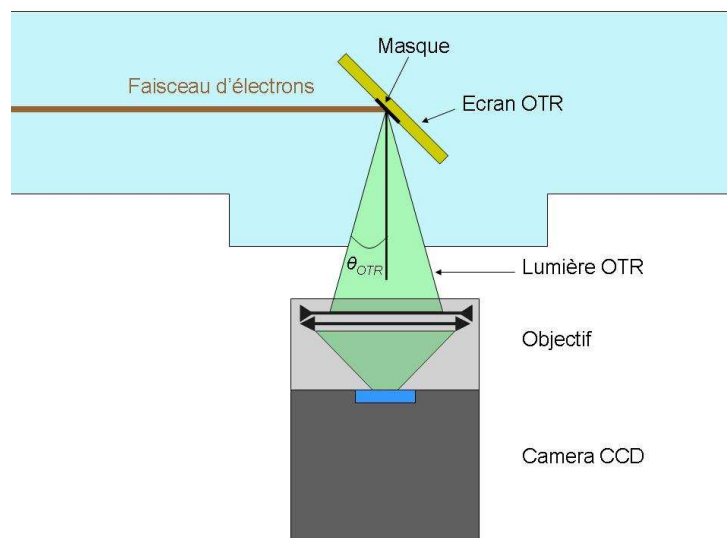


Figure VI-5- Système de visualisation de la lumière OTR. θ_{OTR} est le rayon angulaire de l'émission OTR.

Pour notre expérience, les faisceaux harmonique et infrarouge résiduel sont injectés au niveau de la chambre d'injection (Figure VI-6), dans laquelle le deuxième miroir plan MP_2 (Figure IV-14) est placé sur une platine de translation motorisée (Oriental Motor CO. PK566-NBP, 2 μm /impulsion, 75 mm de plage de translation). Suivant l'action effectuée sur la platine de translation, cela permet de laisser passer soit le rayonnement du laser He-Ne (position hors

champ du miroir), soit celui des harmoniques et du résidu du laser IR (position plein champ du miroir et à 45° d'incidence par rapport au faisceau harmonique).

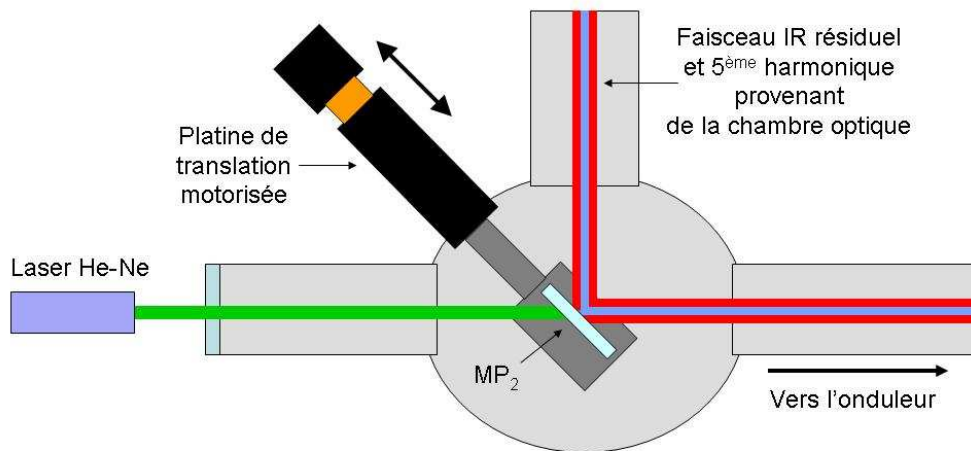


Figure VI-6- La chambre d'injection.

L'amplification LEL nécessite que le faisceau harmonique injecté soit aligné transversalement avec le faisceau d'électrons au moins sur la première section d'onduleur, où la modulation des paquets intervient. Pratiquement, comme les harmoniques sont colinéaires au faisceau IR résiduel, d'énergie intense et réfléchi par les écrans OTR, on superpose le faisceau d'électrons et le faisceau IR. Les écrans OTR sont disposés, avec un angle d'incidence de 45°, sur le trajet du faisceau d'électrons (Figure VI-7) : soit un premier écran à l'entrée de la première section d'onduleur (CHOTR-5, pour écran OTR n°5 au niveau de la chicane de compression), un deuxième entre les deux sections (IDOTR-1, écran OTR n°1 au niveau de l'élément d'insertion, ici l'onduleur) et un dernier à la sortie de la seconde section (IDOTR-2).

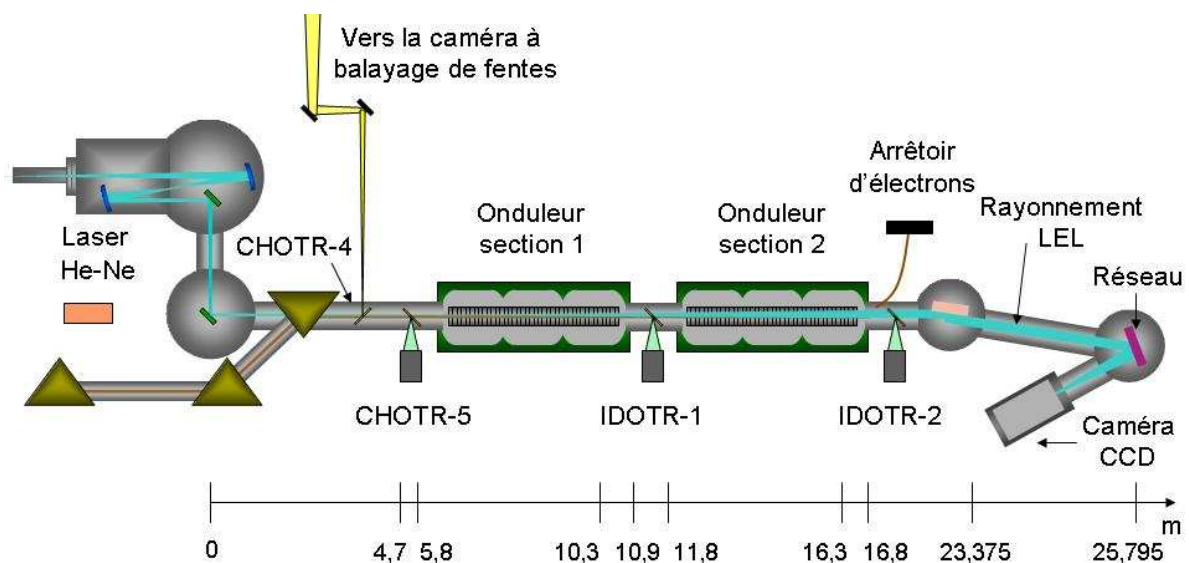


Figure VI-7- Eléments d'alignement de la ligne de rayonnement. L'origine de l'axe longitudinal est ici prise au niveau du miroir d'injection.

Les profils transverses du faisceau d'électrons et du laser IR résiduel au niveau des trois écrans OTR sont réimagés sur trois caméras CCD (JAI CV-M4+CL, 1392 (H) x 1040 (V) pixels carrés de 6,45 μm de côté) par l'intermédiaire d'objectifs (Figure VI-7). L'évolution des tailles des différents faisceaux peut donc être appréciée aux différents endroits. Pour cela, un masque carré (10 mm x 10 mm) est disposé sur chaque film d'or afin d'évaluer de façon absolue les tailles transverses, d'après les images des différentes caméras CCD dont la calibration spatiale est présentée sur le Tableau VI-3.

Tableau VI-3 : Calibration spatiale des écrans OTR.

	CHOTR-5	IDOTR-1	IDOTR-2
Echelle horizontale (mm/pixel)	0,0109	0,0150	0,0111
Echelle verticale (mm/pixel)	0,0110	0,0114	0,0111

Afin de focaliser la 5^{ème} harmonique, et donc le faisceau IR, au centre de la première section d'onduleur, la translation du télescope harmonique, placée sous MS₂, est ajustée. Dans ces conditions, le diamètre de faisceau IR à l'entrée de la première section d'onduleur (CHOTR-5) doit être légèrement inférieur à celui de la sortie de cette même section (IDOTR-1), comme montré sur la Figure VI-4.

Chaque système écran OTR-caméra CCD permet également d'évaluer les positions respectives des faisceaux d'électrons et IR résiduel. Afin de superposer les distributions de ces faisceaux, le maximum de la distribution du laser IR est alors centré sur celui du faisceau d'électrons, en ajustant les angles des deux derniers miroirs plans (MP₁ et MP₂).

VI.1.3. Recouvrement et facteur de recouvrement

VI.1.3.i. Recouvrement théorique

La Figure VI-4 montre que la divergence et le waist des faisceaux d'électrons et harmonique ne sont pas vraiment similaires à la fois en horizontal et en vertical sur toute la première section d'onduleur. Le recouvrement des deux faisceaux est diminué, ce qui limite le gain du système et donc l'amplification du signal injecté. En fait, avec des miroirs sphériques, le faisceau harmonique ne peut pas présenter une évolution de la taille transverse qui s'approche précisément du comportement du faisceau d'électrons à la fois en horizontal et en vertical, car les waists et points de focalisation de ce dernier sont différents dans les deux dimensions transverses.

Evaluer précisément le recouvrement est assez difficile. D'abord, l'évaluation de la propagation de la 5^{ème} harmonique, dont l'évolution est représentée ici, reste assez simplifiée car elle ne prend pas en compte les distributions réelles spatiales du laser IR, ni celles des harmoniques (dépendantes fortement des paramètres de génération), ni les effets des miroirs de transport lors de la propagation. Ensuite, en pratique, l'évolution des tailles transverses du faisceau d'électrons dans les sections d'onduleur est sensible à un grand nombre de paramètres accélérateurs, ce qui nécessite une optimisation fine et récurrente. De plus, le recouvrement est également modifié suivant la précision de l'alignement du faisceau harmonique sur le faisceau d'électrons, et la stabilité de cet alignement.

Néanmoins, il est techniquement possible d'améliorer ce recouvrement en ajustant la position du second miroir sphérique, ce qui change la position de focalisation de la 5^{ème} harmonique dans l'onduleur (s'_2) ainsi que son waist ($w_{0'2}$). Malheureusement, il n'a pas été possible de tester ce système lors de l'expérience d'injection des harmoniques.

Une manière classique d'évaluer le recouvrement, en se basant sur les évolutions des tailles de faisceaux présentées ci-dessus, est de calculer le « facteur de recouvrement » [1]. Le facteur de recouvrement (F_f) entre le faisceau électromagnétique (de section Σ_E) et le faisceau d'électrons (de section Σ_e) est défini en première approximation par :

$$(VI-7) \quad F_f = \frac{\Sigma_e}{\Sigma_E} \text{ pour } \Sigma_e \leq \Sigma_E$$

$$(VI-8) \quad F_f = 1 \text{ pour } \Sigma_e > \Sigma_E$$

Dans le cas de la 5^{ème} harmonique (de taille transverse en x W_{H5x}) et en faisant l'hypothèse d'une onde plane pour le champ optique, il peut être exprimé ainsi :

$$(VI-9) \quad F_f = \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \left(\frac{W_{H5x}}{2\sigma_x}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{W_{H5y}}{2\sigma_y}\right)^2\right]}}$$

Cependant, il faut tenir compte de l'oscillation horizontale des électrons dans l'onduleur et du fait que la 5^{ème} harmonique n'est pas une onde plane, mais sphérique avec une distribution gaussienne. W. Colson et P. Elleaume ont calculé la correction à appliquer [207], et une formule analytique empirique a été ensuite généralisée [208] donnant :

$$(VI-10) \quad F_f = \frac{\sqrt{a_1 \Omega_x}}{(1 + a_2 \Omega_x^2) \sqrt{\left(1 + \frac{a_3}{\Pi_x^2}\right)}} \frac{\sqrt{a_1 \Omega_y}}{(1 + a_2 \Omega_y^2) \sqrt{\left(1 + \frac{a_3}{\Pi_y^2}\right)}}$$

$$(VI-11) \quad \text{Où } \Omega_x = W_{H5x} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda_r L_U}} \text{ (respectivement } \Omega_y)$$

$$(VI-12) \quad \text{Et } \Pi_x = \sigma_x \sqrt{\frac{\pi}{\lambda_r L_U}} \text{ (respectivement } \Pi_y)$$

avec L_U la longueur de l'onduleur et a_1, a_2, a_3 des constantes numériques.

Comme la section transverse des faisceaux n'est pas constante sur les 4,5 m de la première section d'onduleur (Figure IV-14), le facteur de recouvrement ne l'est pas également et décroît très vite lors de la propagation dans l'onduleur. Afin de déterminer l'efficacité du recouvrement, il est donc important de préciser sur quelle longueur d'onduleur il est calculé et comment déterminer cette longueur. Selon toute logique, la longueur à prendre en compte devrait correspondre à la longueur sur laquelle le faisceau harmonique a un effet non négligeable sur le faisceau d'électrons et cela pourrait correspondre à ce que l'on nomme la longueur de mise en paquets (équation (II-39)). Le problème est que sa valeur dépend à la fois de la longueur de saturation, donc de la puissance du rayonnement harmonique injecté qui peut être assez fortement variable, et de la longueur de gain, qui dépend de ce facteur de recouvrement. Il n'est donc pas vraiment aisé d'utiliser la longueur de mise en paquets comme référence. Cependant, dans tous les cas de figure, sa valeur (entre 1 et 2 m ici) reste inférieure dans nos conditions à la longueur d'une section d'onduleur (4,5 m). Aussi, la solution ultime consiste à réaliser un compromis qui optimise à la fois le facteur de recouvrement sur la première moitié de la première section d'onduleur et sur l'ensemble de cette section. Cela revient alors à focaliser le faisceau IR légèrement avant le centre de cette section, comme montré sur la Figure VI-4. Le facteur de recouvrement vaut alors sur la première moitié de la première section d'onduleur 0,243 et sur l'ensemble de la section 0,245.

VI.1.3.ii. Recouvrement expérimental

La Figure VI-8 rappelle la disposition des trois écrans OTR d'alignement et donne leur position longitudinale par rapport au centre de la cellule.

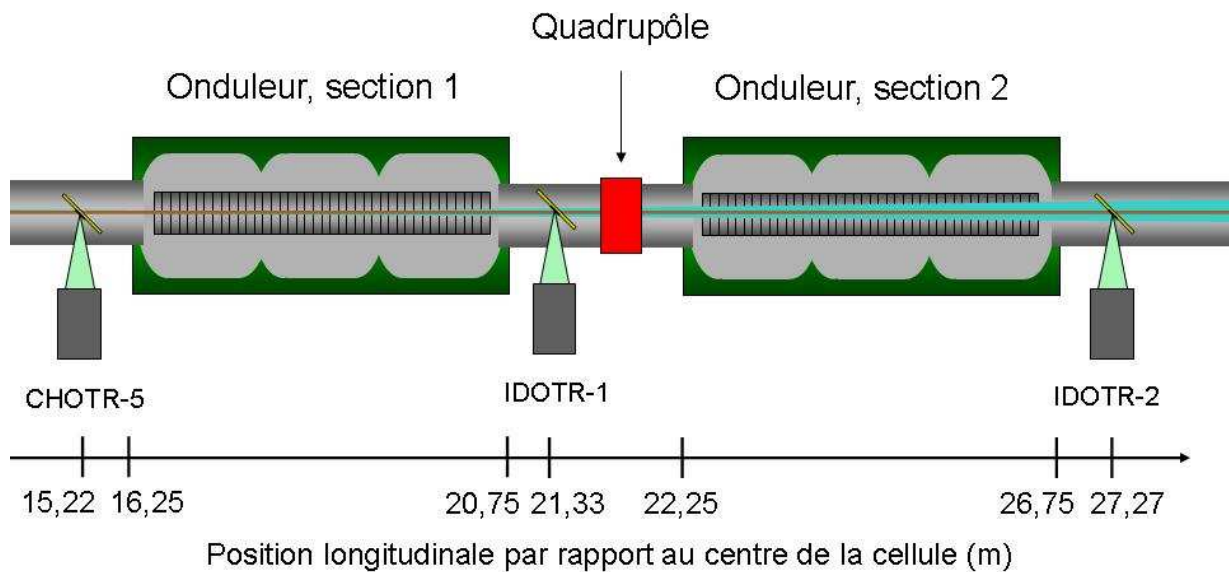


Figure VI-8- Disposition et positions longitudinales des écrans OTR d'alignement. $z=0$ correspond à la position de la lentille de génération.

VI.1.3.ii.a. Sections transverses des faisceaux

La Figure VI-9 et la Figure VI-10 présentent respectivement les sections transverses du faisceau d'électrons et les distributions horizontales et verticales associées, au niveau des trois écrans OTR de positionnement qui entourent les deux sections d'onduleur.

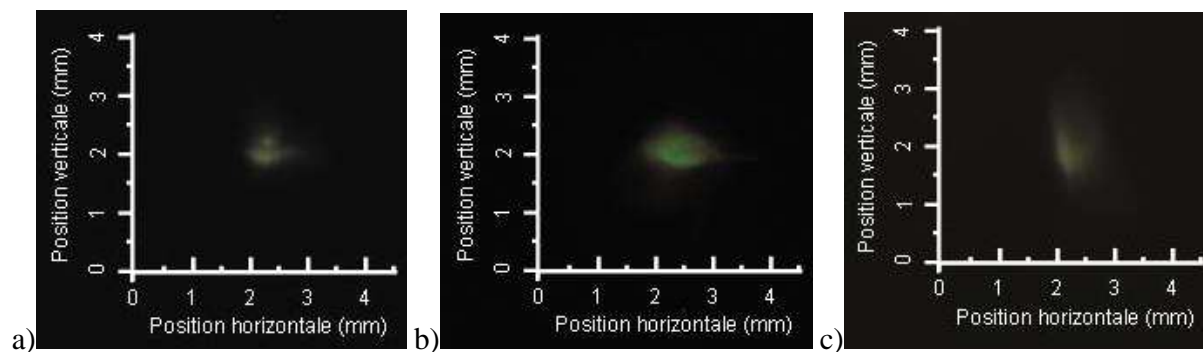


Figure VI-9- Images des sections transverses du faisceau d'électrons au niveau des écrans OTR. a) CHOTR-5. b) IDOTR-1. c) IDOTR-2. Toutes les images sont à la même échelle.

Les échelles de conversion pixel-mm étant différentes en horizontal et en vertical et également sur chaque caméra CCD d'après le Tableau VI-3, il est plus aisé de présenter les tailles transverses du faisceau d'électrons par leurs positions en pixel sur la caméra CCD. Cependant pour plus de clarté la valeur réelle de la largeur à mi-hauteur est ajoutée sur chaque distribution.

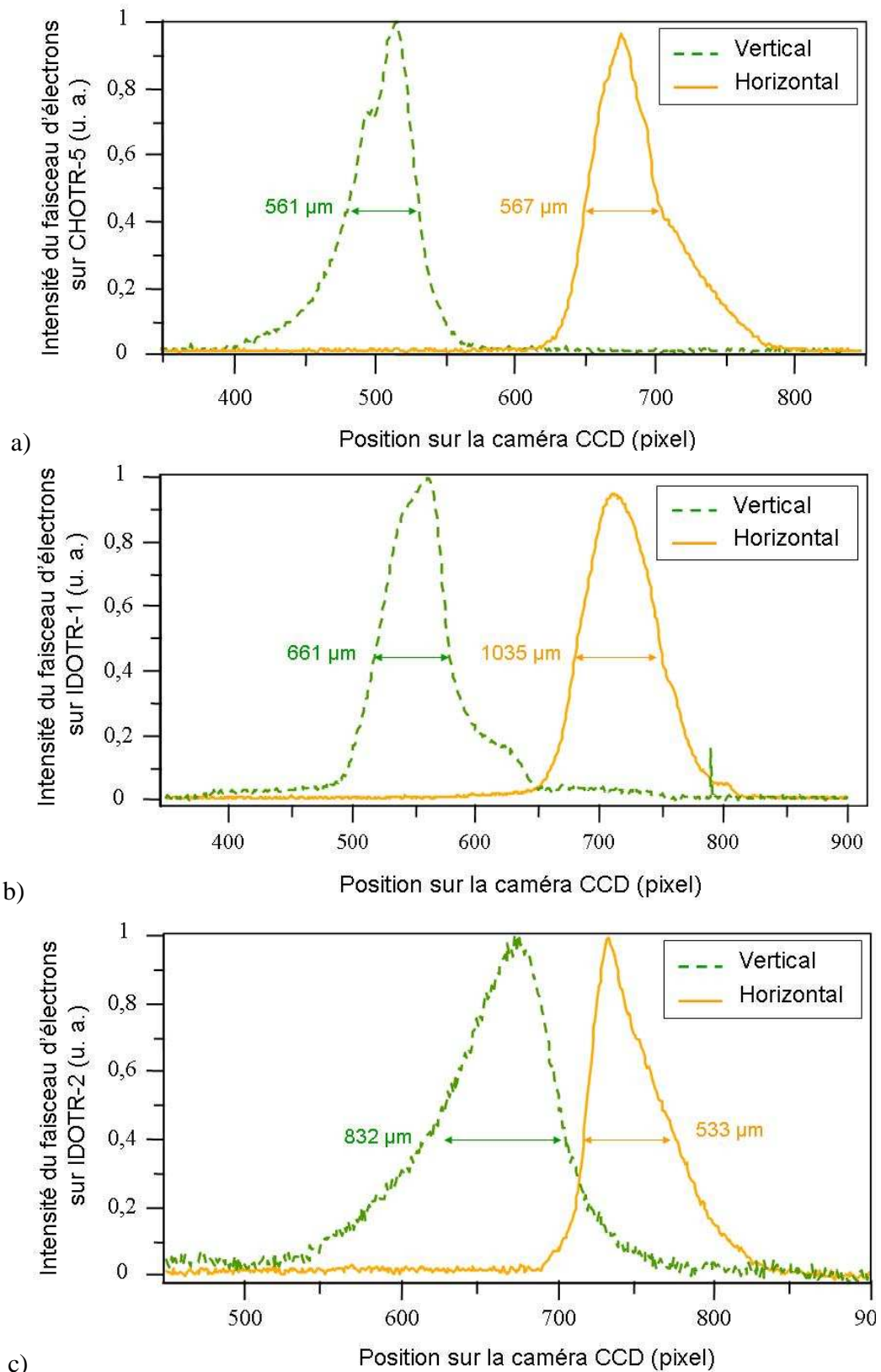


Figure VI-10- Distributions verticales et horizontales du faisceau d'électrons au niveau des écrans OTR. a) CHOTR-5. b) IDOTR-1. c) IDOTR-2. La conversion pixel-mm est réalisée d'après le Tableau VI-3.

Au regard des coupes transverses horizontales et verticales du faisceau d'électrons, il apparaît que les distributions, à la fois verticales et horizontales, s'approchent assez bien d'une forme gaussienne. Globalement, les tailles sont à peu près similaires dans les deux directions transverses en chaque point de mesures ; le système est donc bien adapté à la génération d'un rayonnement LEL de taille transverse quasi circulaire et peu divergent.

La Figure VI-11 rassemble l'ensemble des valeurs des tailles transverses du faisceau d'électrons mesurées au niveau des trois écrans OTR avec les valeurs optimisées de la référence [205]. En fait, les dimensions du faisceau d'électrons dans la seconde section dépendent du courant appliqué sur le quadrupôle situé entre les deux sections (Figure VI-8). Celui-ci peut focaliser plus ou moins en horizontal, mais il défocalise légèrement en vertical. Les valeurs théoriques présentées ici correspondent à une focalisation forte.

Le comportement expérimental dans la direction horizontale correspond parfaitement à celui attendu, à la fois en termes de taille de faisceau que de divergence et même de symétrie entre les deux sections pour une focalisation forte. Le comportement vertical est bien moins satisfaisant. D'abord, les tailles sont environ 1,5 fois plus grandes et surtout la symétrie entre les deux sections n'est plus réalisée, car la taille verticale mesurée sur le dernier écran de positionnement est plus grande que sur le deuxième. On peut donc conclure que la valeur de l'émittance expérimentale verticale est probablement plutôt de $3 \pi \text{ mm.mrad}$ et que l'évolution de la fonction bêatron verticale est légèrement différente par rapport à l'optimisation de focalisation forte.

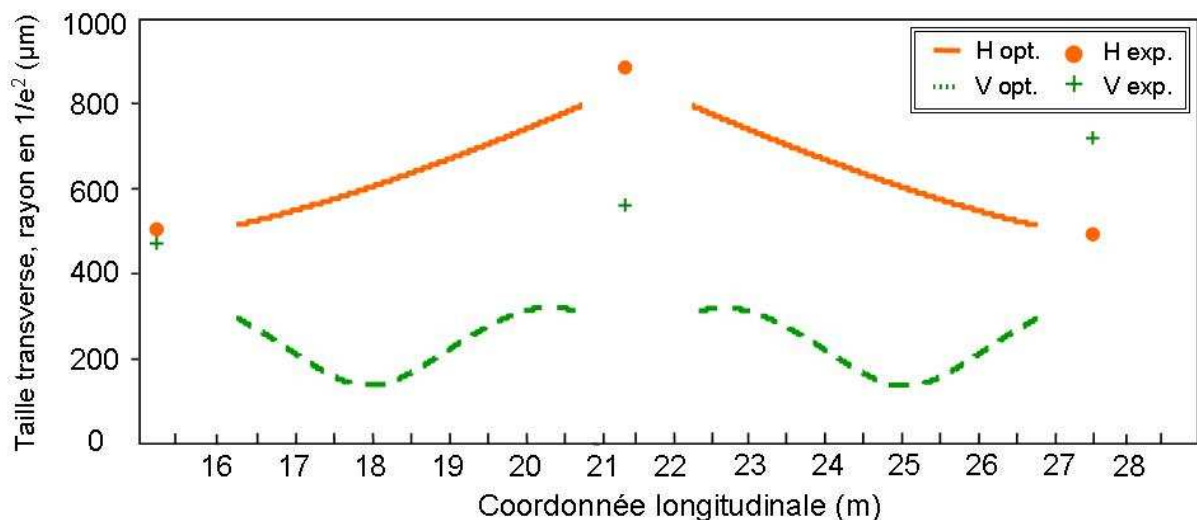


Figure VI-11- Evolution de la taille transverse optimisée du faisceau d'électrons dans les deux sections d'onduleur d'après [205]. Points expérimentaux de mesure au niveau des écrans OTR. H et V sont utilisés respectivement pour Horizontal et Vertical, exp. pour expérimental et opt. pour optimal. L'origine de la coordonnée longitudinale correspond à la position de la lentille de génération.

Même si le recouvrement avec le faisceau d'électrons fait intervenir dans notre cas la distribution de l'harmonique 5 et non celle du laser IR, il est intéressant d'en étudier la distribution afin d'estimer les tailles du faisceau, sa divergence, la façon dont il est focalisé (aberrations) et l'endroit où il est focalisé pour vérifier l'accord avec nos calculs de propagations (section VI.1.1.ii).

La Figure VI-12 présente les sections transverses du faisceau laser au niveau des trois écrans OTR de positionnement.

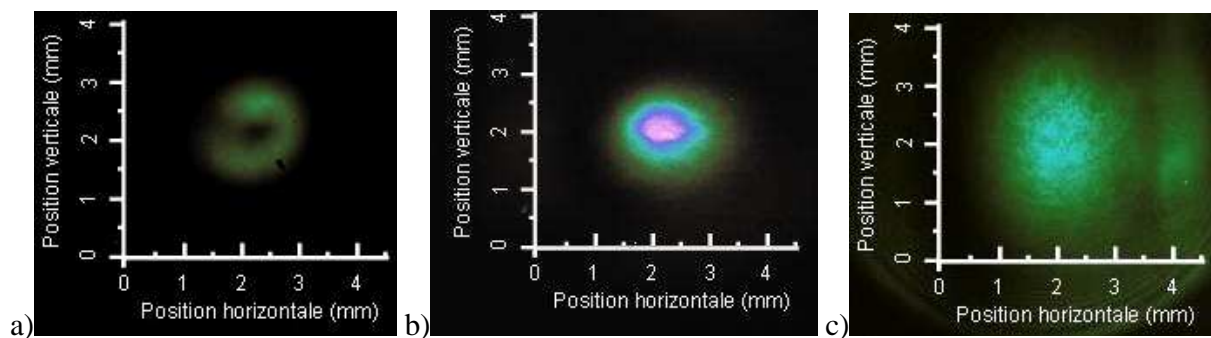
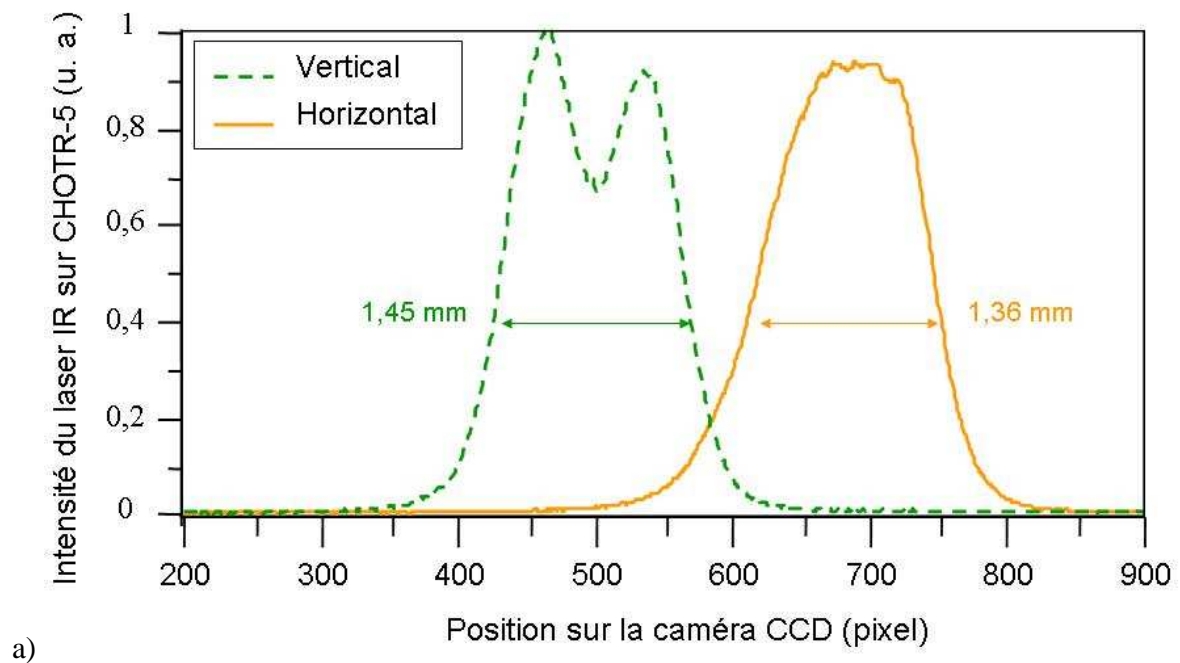


Figure VI-12- Images des distributions transverses du faisceau laser IR au niveau des écrans OTR. a) CHOTR-5. b) IDOTR-1. c) IDOTR-2. Toutes les images sont à la même échelle.



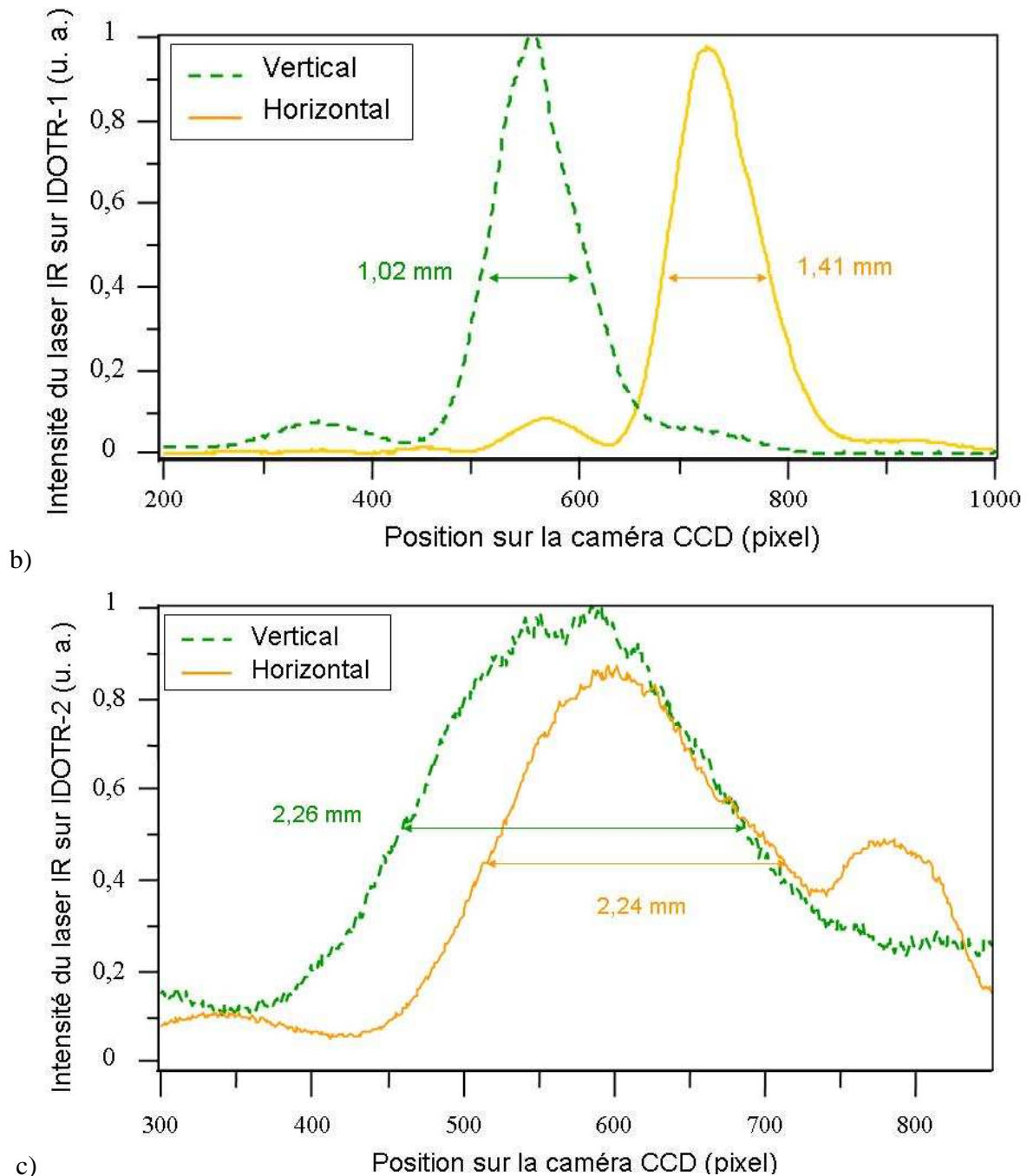


Figure VI-13- Distributions verticale et horizontale du laser IR au niveau des écrans OTR. a) CHOTR-5. b) IDOTR-1. c) IDOTR-2. La conversion pixel-mm est réalisée d'après le Tableau VI-3.

Les tailles du laser IR au niveau des écrans entourant la première section d'onduleur (Figure VI-12 a et b) sont proches à la fois en horizontal et en vertical ; le laser IR est donc focalisé à peu près au milieu de cette section. Ce cas correspond donc bien à une optimisation du facteur de recouvrement de H_5 avec le faisceau d'électrons (Figure VI-4).

Les distributions transverses du faisceau IR présentent des anneaux de diffraction. Plusieurs explications peuvent être avancées. Ils peuvent être liés au passage par l'iris d'optimisation de la

génération d'harmoniques, par les deux trous d'entrée et de sortie de la cellule, ainsi que par les trois iris sous vide utilisés pour le pompage différentiel. Le profil de l'harmonique 5 ne présente pas de figure de diffraction, comme l'atteste la Figure V-9. En fait, le rayonnement de cette harmonique ne peut être affecté que par le trou de sortie de la cellule et les 3 iris sous vide, qui ont été élaborés pour couper les bords du rayonnement IR. Or, comme la taille du rayonnement de H_5 est beaucoup plus faible que celle du rayonnement laser IR (2 fois environ selon la Figure VI-3), les différents trous et iris ont des diamètres bien trop grands pour modifier le profil de l'harmonique considérée.

La Figure VI-14 présente l'évolution des tailles transverses théoriques du faisceau IR, pour une focalisation de ce dernier légèrement avant le centre de la première section d'onduleur, et expérimentales basées sur les mesures obtenues au niveau des différents écrans OTR.

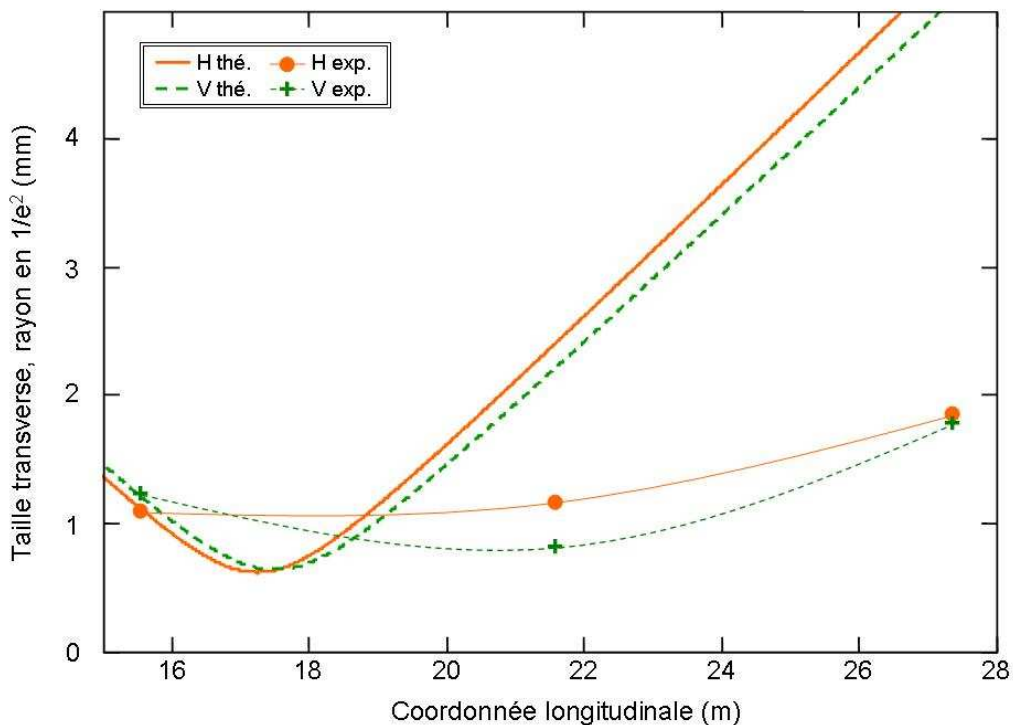


Figure VI-14- Evolution de la taille transverse du faisceau laser IR dans les deux sections d'onduleur. Points expérimentaux de mesure au niveau des écrans OTR. H et V sont utilisés respectivement pour Horizontal et Vertical, exp. pour expérimental et thé. pour théorique. L'origine de la coordonnée longitudinale ($z=0$) correspond à la position de la lentille de génération.

L'évolution des distributions verticales et horizontales, bien que quasi circulaires, met en évidence des aberrations géométriques non négligeables, causées par les deux miroirs en SiC sphériques placés hors incidence normale. Ces aberrations semblent plus grandes que celles obtenues par le calcul. En effet, les points de focalisation sont éloignés en horizontal et vertical d'environ 4 m expérimentalement (Figure VI-14 : soit $z \approx 16$ m sur la courbe H exp. et $z \approx 20$ m

sur la courbe V exp.), et de 30 cm seulement par le calcul (Figure VI-14 : soit $z \approx 17,6$ m sur la courbe H thé. et $z \approx 17,9$ m sur la courbe V thé.). De même, l'évolution des deux paramètres importants, taille et divergence, semble se comporter assez différemment par rapport au calcul ; la taille et surtout la divergence sont en effet toujours inférieures, même si les waists estimés en effectuant un ajustement entre les trois points de mesure semblent similaires. La mesure des tailles transverses du faisceau laser est peut-être trop perturbée par la diffraction qui intervient et cela fausse alors l'évolution estimée du faisceau. De plus, il est possible d'expliquer la réduction de la taille et de la divergence du laser IR par le fait que la distribution spatiale de ce dernier est coupée au niveau des diaphragmes sous vide, placés avant le système de refocalisation, affectant ainsi la propagation.

VI.1.3.ii.b.Facteur de recouvrement expérimental

Aux vues des limites mises à jour sur le calcul de propagation du laser IR, il est alors difficile de valider complètement le comportement théorique de l'harmonique 5 comme présenté en section VI.1.1. Le seul point de comparaison par rapport au calcul peut être obtenu au niveau de la caméra CCD du spectromètre. Pour cela, une nouvelle matrice de lentille est ajoutée à notre calcul pour simuler le comportement focalisant du réseau sur le faisceau harmonique 5, les angles d'incidence et la position de la caméra CCD étant bien connus d'après le Tableau IV-7.

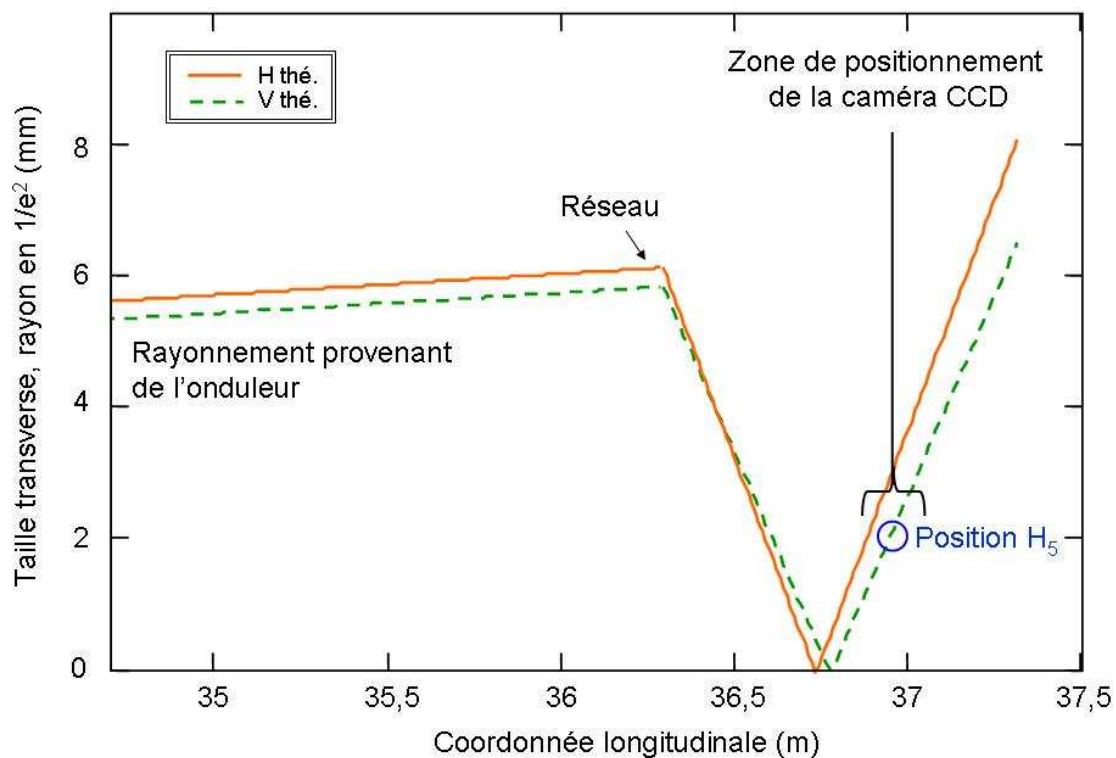


Figure VI-15- Evolution de la taille transverse du faisceau harmonique 5 autour de la position du réseau. H et V sont utilisés respectivement pour Horizontal et Vertical, et thé. pour théorique. L'origine de la coordonnée longitudinale correspond à la position de la lentille de génération.

Selon la Figure VI-14, la taille verticale (rayon en $1/e^2$) de l'harmonique 5 au niveau de la caméra CCD du spectromètre vaut 2,06 mm, alors que celle mesurée expérimentalement vaut 1,17 mm, d'après la Figure V-9 c. Notre calcul n'est donc pas si éloigné de la réalité, même s'il n'est vérifié qu'en un point. L'harmonique 5 étant focalisée à peu près à la même position que le laser dans l'onduleur, on peut en déduire que la divergence expérimentale est, comme celle du laser, inférieure à la théorie (environ 2 fois inférieure ici) améliorant ainsi le recouvrement. Nous concluons donc que la propagation de l'harmonique 5 suit relativement bien la théorie, même s'il faut pour être plus proche de la réalité adapter la divergence. Cela peut être fait en partie en minimisant le facteur de qualité gaussien M^2 à 2 (estimé précédemment à 2,5) ; la taille verticale vaut alors 1,69 mm. Aucune autre variation de paramètre, que cela soit du laser IR et/ou de l'harmonique 5, ne permet malheureusement d'obtenir une taille verticale de 1,17 mm.

Avec une valeur de M^2 égale à 2, le facteur de recouvrement vaut 0,25 si l'on présume que l'interaction se déroule sur toute la longueur de la première section d'onduleur (4,5 m) et 0,274 en considérant plutôt que l'interaction a lieu sur la demi-longueur. On peut donc considérer que le facteur de recouvrement réel est légèrement meilleur que dans ce calcul ; il vaudrait environ 0,3 au cours de l'expérience.

Dans la réalité le faisceau harmonique peut être désaligné par rapport à l'axe du faisceau d'électrons ce qui diminue fortement le recouvrement. Aussi, un facteur correctif supplémentaire à appliquer au facteur de recouvrement « théorique » (ici 0,3) doit être évalué. Pour cela, il suffit de calculer analytiquement la partie du faisceau d'électrons chauffée par le faisceau harmonique injecté, pour un désalignement fixé et connu dans une des dimensions du plan transverse et pour des distributions gaussiennes afin de se rapprocher du cas expérimental. En pratique, la qualité de l'alignement est évaluée en mesurant l'écart de pointé entre le rayonnement harmonique et le rayonnement émis par l'onduleur sans injection (donc le faisceau d'électrons), au niveau de la caméra CCD du spectromètre. Or, comme le réseau du spectromètre refocalise l'émission de l'onduleur sur la caméra, l'écart de pointé qui est mesuré en cette position doit être corrigé par un certain facteur pour évaluer l'écart spatial probable au niveau de l'onduleur (on suppose alors que le désalignement est constant sur tout l'onduleur). Ce facteur est évalué d'après les calculs analytiques de propagation des rayonnements harmoniques. Une fois ce facteur connu, on calcule pour ce nouvel écart, la partie de section commune entre les deux distributions, dont les largeurs moyennes sont obtenues au niveau de l'onduleur, i.e. pour le faisceau d'électrons d'après la Figure VI-11 et pour le faisceau harmonique d'après la Figure VI-4 ou la Figure VI-14.

VI.1.3.ii.c.Stabilité du recouvrement

Pour évaluer l'importance de l'instabilité en position du faisceau IR au cours de l'expérience d'injection des harmoniques, on analyse les variations tir à tir du pointé au niveau des trois écrans OTR d'alignement.

Tableau VI-4- Stabilité de pointé du faisceau d'électrons et du laser IR mesurée sur les images des caméras CCD des écrans OTR. 10 images analysées sur chaque écran. Dév. stand. correspond à déviation standard, H à Horizontal et V à Vertical.

Pointé sur l'écran OTR	CHOTR-5		IDOTR-1		IDOTR-2	
	rms, μm	%	rms, μm	%	rms, μm	%
Dév. stand. faisceau d'électrons H	11	1,94	12	1,16	13	2,43
Dév. stand. faisceau d'électrons V	9	1,60	11	1,66	15	1,8
Dév. stand. faisceau IR H	30	2,21	46	3,26	121	5,40
Dév. stand. faisceau IR V	40	2,76	26	2,55	84	3,72

D'après le Tableau VI-4, au niveau du premier écran de positionnement (CHOTR-5), la position du faisceau laser est 3 à 6 fois moins stable en horizontal que celle du faisceau d'électrons et 4 à 8 fois en vertical. Des facteurs similaires sont observés au niveau du second écran de positionnement (IDOTR-1). Sur le dernier écran (IDOTR-2), l'instabilité des deux faisceaux semblent plus importantes. Aucune explication n'est avancée ici.

A cause de l'instabilité de pointé très importante du faisceau laser IR (et par conséquent de celle de l'harmonique 5) et de celle, même plus modérée, du faisceau d'électrons, le recouvrement spatial est très affecté tir à tir. En effet, quelques pourcents de désalignement en position transverse peuvent diminuer considérablement le facteur de recouvrement pour des distributions quasi gaussiennes. Or, le gain de processus d'amplification variant linéairement avec le facteur de recouvrement (équation (II-33)), l'amplification n'est par conséquent pas stable et l'intensité des impulsions LELs générées peut alors varier tir à tir de façon importante.

VI.2.Synchronisation temporelle

Au-delà du recouvrement transverse, un bon recouvrement temporel entre le faisceau d'électrons, de longueur de paquet d'environ 1 ps (FWHM), et le faisceau harmonique injecté, d'une durée d'impulsion de quelques dizaines de femtosecondes (FWHM), est également nécessaire. Synchroniser ces deux faisceaux requiert donc de développer un système de synchronisation élaboré. Ceci demande deux conditions fondamentales :

- Les dérives et les fluctuations temporelles aléatoires, appelées aussi « jitter », doivent être maintenues à un niveau très faible, de l'ordre de la picoseconde.
- Les diagnostics utilisés doivent avoir une résolution sub-picoseconde.

La référence de synchronisation utilisée dans notre expérience est la fréquence délivrée par l'oscillateur maître [209] du système déclencheur de l'accélérateur, et plus particulièrement ici, celle délivrée au booster de l'injecteur, qui sera donc « l'horloge » de tout le système. Cette source est extrêmement stable et sa fréquence de 476 MHz peut être aisément adaptée à la fréquence de génération des harmoniques, soit 10 Hz. Le faisceau harmonique étant naturellement synchronisé avec le laser IR de génération et présentant le même taux de répétition que ce dernier, la synchronisation (Figure VI-16 a) sera réalisée via le système laser Ti: Sa. Chaque composante du laser (oscillateur, amplificateur régénératif et amplificateur multipassage, section IV.3.1.i) doit être bloquée sur l'horloge. En fait, ces différentes unités laser présentent des fréquences qui leur sont propres et il faut donc leur injecter le signal de synchronisation. Pour ce faire, la fréquence de référence est divisée par un dispositif électronique appelée « diviseur » (compteur 508 MHz, 30 bits, Digitex) : une première fois par un facteur 6 délivrant ainsi un signal à 79,33 MHz pour le laser oscillateur, puis une seconde fois afin d'obtenir un signal à 1 kHz nécessaire au laser régénératif et à son laser de pompage (laser Evolution). L'amplificateur multipassage, ainsi que son laser de pompe, le laser Surelite, sont synchronisés sur le signal de 10 Hz fourni par le déclencheur maître [209] du système déclencheur de l'accélérateur. Les deux branches de l'arborescence du système de synchronisation sont alors raccordées temporellement au niveau de ce diviseur, utilisé comme compteur électronique (remise à zéro) afin de minimiser le jitter.

Quatre lignes à retard électronique sont utilisées ensuite pour optimiser le « timing » entre toutes les différentes parties laser (Figure VI-16 b). Une première (Hamamatsu Photonics, C1097-01) se situe entre l'oscillateur et l'amplificateur régénératif. La seconde et la troisième (Stanford Research systems, DG 535) permettent d'extraire davantage d'énergie IR de l'amplificateur régénératif en changeant le retard entre le laser de pompe et les deux cellules de Pockels contrôlant l'injection et l'extraction dans la cavité de l'amplificateur (lames ondes contrôlées en tension). Finalement, le quatrième dispositif (DG 535) est utilisé pour réguler l'énergie du laser Surelite, en ajustant à la fois le timing par rapport aux lampes flash et au mode déclenché actif.

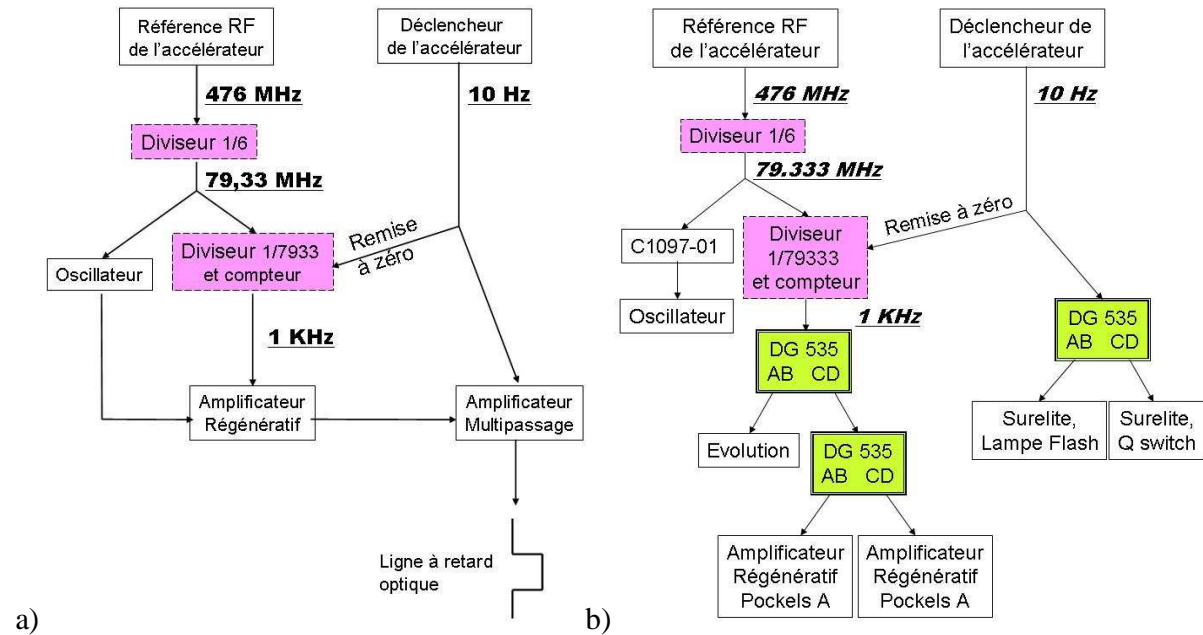


Figure VI-16- a) Arborescence simplifiée du système de synchronisation entre l'accélérateur et le système laser. b) Optimisation temporelle des différentes composantes du laser Ti: Sa. DG 535 et C1097-01 correspondent aux lignes à retard électronique.

Le recouvrement temporel devant s'effectuer dans la première section d'onduleur pour moduler les paquets d'électrons, l'information sur les positions temporelles respectives des deux impulsions (harmoniques et électrons) doit être connue à l'entrée de celle-ci. Pour cela, un autre écran OTR (CHOTR-4, Figure VI-7) est utilisé. Celui-ci réfléchit le faisceau IR résiduel et émet un rayonnement optique Tcherenkov dont l'instant d'émission correspond à l'impact du faisceau d'électrons sur l'écran.

L'établissement d'une synchronisation sub-picoseconde est réalisé en quatre étapes.

D'abord, les signaux des impulsions optiques IR et Tcherenkov sont ajustés en réglant la première ligne à retard électronique (Hamamatsu) à l'échelle nanoseconde via un tube photomultiplicateur (Hamamatsu R2228).

Ensuite, les signaux du laser IR résiduel, mesurés par une photodiode picoseconde (Hamamatsu, C4258), et du faisceau d'électrons (5712 MHz) sont ajustés à l'échelle de la cinquantaine de picosecondes au niveau d'un oscilloscope (Agilent, Infinium 12 GHz, 40 Gs/s) toujours en ajustant cette première ligne à retard électronique.

A la sortie de l'écran OTR, les deux faisceaux optiques (IR résiduel et Tcherenkov) sont alors propagés dans l'air via deux nouveaux périscopes, constituant la « ligne de synchronisation » (Figure VI-17).

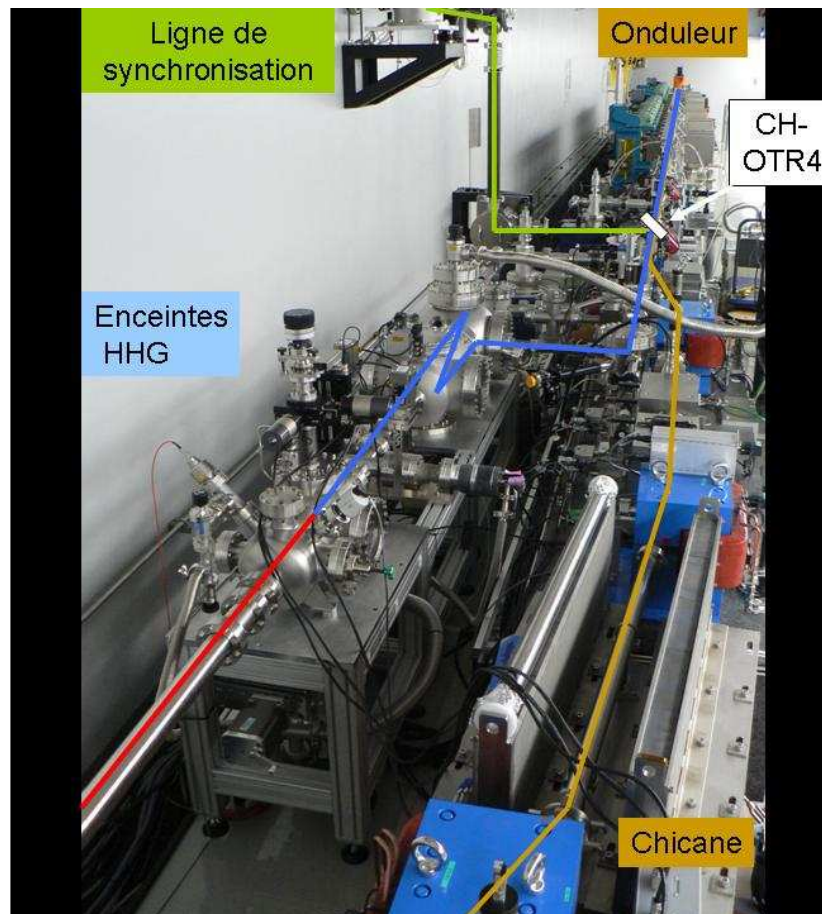


Figure VI-17- Implantation de la ligne de synchronisation dans le tunnel de l'accélérateur.

Ces deux périscopes permettent d'aligner les deux faisceaux optiques jusqu'au détecteur final : la caméra à balayage de fentes (Hamamatsu Photonics FESCA-200-C6138) située dans la salle laser (Figure VI-18).



Figure VI-18- La camera à balayage de fentes.

Avec une résolution temporelle théorique tir à tir de 200 fs, la caméra est donc bien adaptée aux contraintes de notre expérience. En ajustant maintenant légèrement le timing de l'oscillateur, les taches correspondant aux impulsions IR et Tcherenkov, observées sur l'image de la caméra (Figure VI-19), peuvent être superposées.

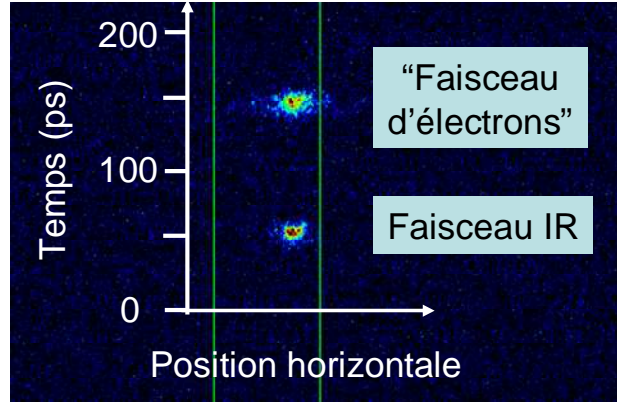


Figure VI-19- Image de la caméra à balayage de fentes : position temporelle du rayonnement Tcherenkov émis au niveau de l'écran CHOTR-4 (image du « faisceau d'électrons ») par rapport au faisceau IR résiduel. La résolution temporelle expérimentale de la caméra à balayage de fentes est d'environ 1 à 3 ps (FWHM). La taille horizontale du laser IR et de l'émission OTR est ici présentée sans unité. En effet, celles-ci ne sont pas connues et les comparer au niveau de la caméra à balayage ne revêt aucun intérêt. Seule la dimension verticale donc temporelle est utile pour synchroniser les faisceaux.

En pratique, la synchronisation effectuée à l'aide de cette caméra est pourtant limitée par la résolution temporelle, mesurée à environ 1 ps (FWHM). De plus, même si les émissions laser et OTR sont parfaitement synchronisées à ce niveau, un décalage temporel de 9 fs au niveau de l'onduleur résulte des vitesses différentes de propagation de la lumière Tcherenkov, entre CHOTR-4 et la caméra à balayage de fentes, et du faisceau d'électrons ($\gamma \approx 300$), entre ce même écran OTR et l'entrée de l'onduleur (la distance OTR-onduleur est d'environ 1,5 m).

La dernière étape qui permet d'atteindre une synchronisation inférieure à la picoseconde est réalisée en « aveugle ». Pour cela, sur la table optique (section IV.3.1.ii) a été ajoutée une ligne à retard motorisée (Sigma Koki), à précision micrométrique, composée de deux miroirs plans (Figure VI-20). En contrôlant la position des miroirs sur quelques centaines de microns, le trajet du faisceau laser peut être soit raccourci soit allongé avec une très bonne précision. En effet, une variation typique de la ligne à retard (ΔL) de 1,5 μm équivaut à déplacer le laser temporellement (Δt) de 10 fs.

$$(VI-13) \quad \Delta t = 2 \frac{\Delta L}{c} = 10 \text{ fs} \quad \text{pour} \quad \Delta L = 1,5 \mu\text{m}$$

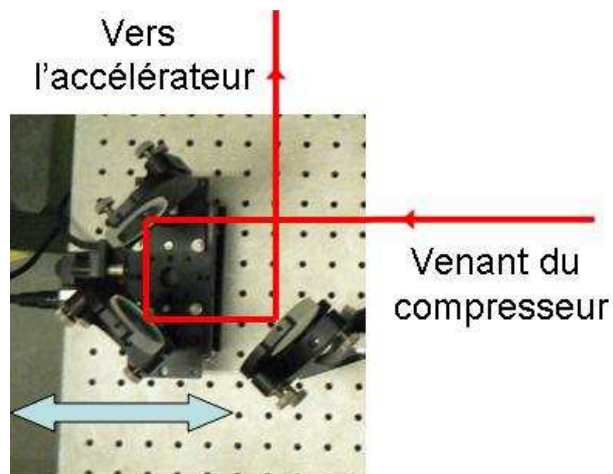


Figure VI-20- La ligne à retard optique.

Finalement, pour des instants d'arrivée de l'impulsion laser IR (et donc de l'impulsion associée harmonique) dans la première section d'onduleur décalés de moins de 400 fs (la durée des paquets d'électrons étant d'environ 1 ps FWHM) par rapport au paquets d'électrons, l'amplification du rayonnement harmonique injecté est observée. Aussi, cela implique de réaliser cette dernière procédure une fois que les recouvrements transverse et spectral sont optimisés.

Une mesure rapide effectuée sur la caméra à balayage de fentes a montré un jitter d'environ 2 ps sur 10 minutes entre les impulsions IR et OTR. Au niveau actuel de la stabilisation, il n'est donc possible d'obtenir un signal LEL amplifié en mode injecté que sur un intervalle temporel limité. En pratique, cela varie entre 2 minutes et 30 minutes. La valeur avancée de jitter n'est pas surprenante car elle prend en compte une combinaison de dérives et de fluctuations temporelles aléatoires provenant du laser, de l'accélérateur et des éléments (lignes à retard électronique et compteur) du système de synchronisation. Des travaux sont en cours pour abaisser ce jitter et améliorer l'ensemble du système de synchronisation.

Des études systématiques de l'influence de la synchronisation sur l'amplification de la source injectée devront être réalisées.

VII.Caractérisation du rayonnement LEL en mode injecté

Les principaux résultats ont été obtenus sur deux jours de test d'injection [86], chaque partie de ce chapitre de résultats correspondant à l'une d'elles. Durant ces périodes distinctes, les paramètres fondamentaux liés à l'amplification du signal harmonique par le LEL, i.e. ceux du faisceau d'électrons, de l'onduleur et de la source harmonique, furent sensiblement différents. Aussi, leurs valeurs sont rappelées régulièrement, même s'il est difficile de connaître précisément notamment l'énergie du faisceau d'électrons. L'entrefer de l'onduleur est noté g , l'énergie par impulsion et le diamètre du laser de pompe respectivement $E_{impulsion}$ et Φ , et la pression de gaz injecté P_g . Il est assez commode d'utiliser, comme référence du niveau de pression de xénon injecté, la pression de sortie de la vanne micro fuite (section IV.3.2.i) en unité Volt (correspondance en pression en **Annexe 2**).

Le système de détection principal utilisé ici est le spectromètre présenté dans la section IV.4. Il permet d'étudier à la fois le spectre et la dimension verticale du rayonnement LEL reçu par la caméra CCD. En effet, une coupe transverse horizontale de l'image de la caméra CCD intégrée verticalement permet de visualiser le spectre, et réciproquement une coupe verticale intégrée horizontalement donne la distribution verticale de l'émission.

Nous avons étudié les principales propriétés du rayonnement LEL : niveau d'énergie, distribution spatiale, distribution spectrale et stabilité générale, à la fois en mode « injecté » et « non-injecté », afin d'examiner l'apport de l'expérience d'injection. Aussi, les propriétés de la source harmonique, souvent notée HHG pour « High order Harmonic Generation », sont également présentées pour essayer de comprendre comment elles influencent le processus d'amplification.

Le taux de répétition du faisceau d'électrons, ainsi que celui des harmoniques, étant de 10 Hz, le temps d'acquisition de la caméra CCD du spectromètre est réglé à 0,1 s ; une seule impulsion, appelée ici « mono-impulsion », est alors imagée. Parfois, comme dans le cas du rayonnement LEL en mode non-injecté, observé au niveau de la première section d'onduleur, plusieurs impulsions amplifiées sont accumulées, en augmentant le temps d'acquisition jusqu'à 1 s ou 5 s, car le signal est très faible.

VII.1. Amplification de la source harmonique à 160 nm

Nous présentons, dans cette première partie des résultats, l'amplification de la source harmonique à 160 nm d'abord dans la première section d'onduleur, puis dans les deux sections. Ces sections d'onduleur, de 4,5 m de longueur, sont identiques et séparées par une section droite de 1,5 m.

La Figure VII-1 présente les émissions mesurées au niveau de la caméra CCD du spectromètre : a) HHG, b) mode non-injecté, et c) LEL en mode injecté. Elles ont été obtenues en utilisant soit une seule section d'onduleur (A) soit les deux sections (B).

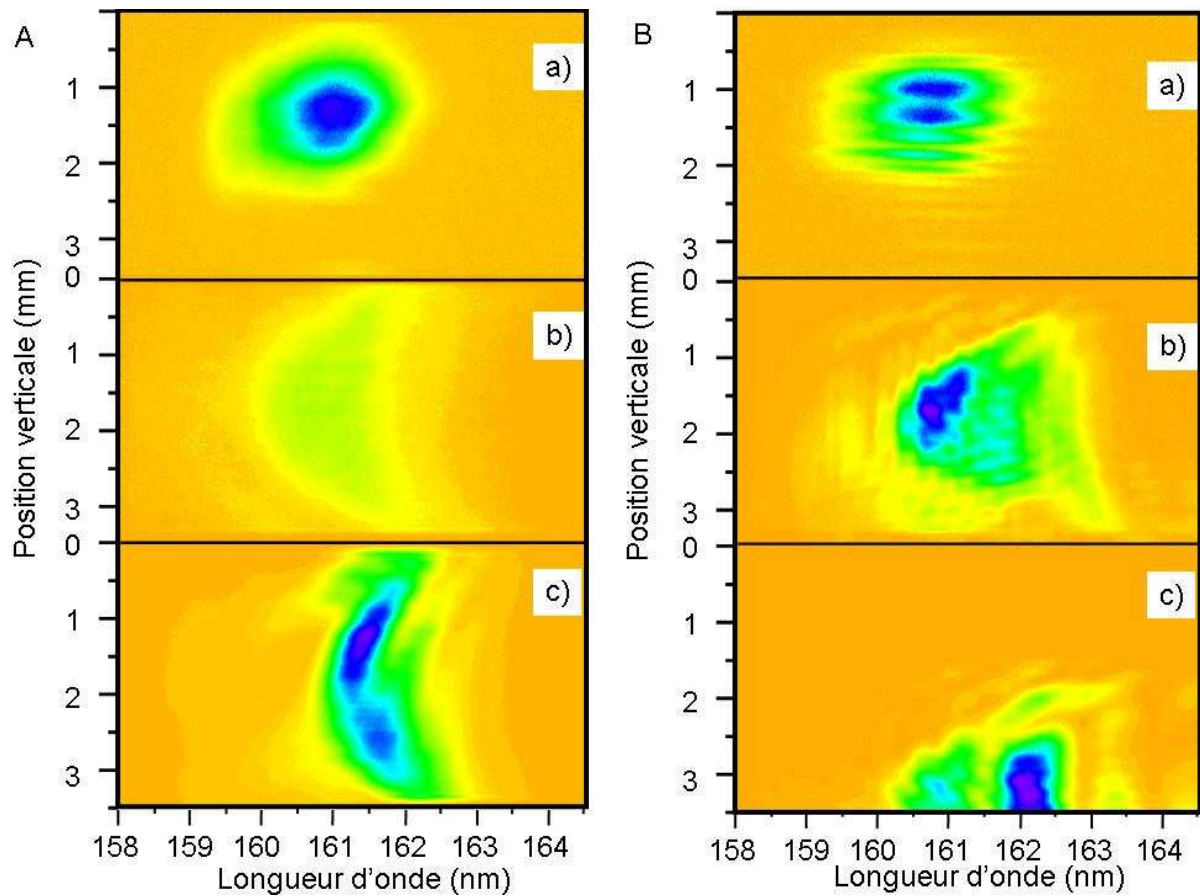


Figure VII-1- images de la caméra CCD du spectromètre.

A : amplification dans la première section d'onduleur, $g_1=3,519$ mm. a) émission en mode non-injecté, 50 impulsions moyennées. b) mono-impulsion harmonique. c) mono-impulsion LEL en mode injecté.

B : amplification dans les deux sections d'onduleur, $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm. a) mono-impulsion LEL en mode non-injecté. b) mono-impulsion harmonique. c) mono-impulsion LEL en mode injecté.

Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

Les images présentant le rayonnement issu du LEL, qu'il soit en mode injecté ou non, exhibent une forme de croissant de lune. Cette figure caractéristique [200] tient son origine du fait que l'émission hors axe de l'onduleur est décalée spectralement vers le rouge d'après l'équation suivante :

$$(VII-1) \quad \lambda_{r,p} = \frac{\lambda_0}{2p\gamma_0^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma_0^2 \theta_{obs.}^2 \right)$$

où $\theta_{obs.}$ est l'angle d'observation du rayonnement. L'équation classique de l'émission d'un onduleur, utilisée jusqu'ici (équation (I-1)), correspond au cas $\theta_{obs.}=0$, i.e. pour un rayonnement émis dans l'axe de l'onduleur.

L'émission HHG peut présenter elle-aussi une forme particulière. Lors de l'ajout de la seconde section d'onduleur, elle exhibe une figure de diffraction verticale, le rayonnement étant affecté par les aimants de l'onduleur. En effet, après focalisation dans la première section d'onduleur, la source harmonique diverge assez rapidement, contrairement à l'émission LEL de l'onduleur, et sa taille s'approche alors assez vite de celle de l'entrefer (environ 3,5 mm).

Plus généralement, ces figures montrent très clairement que la source harmonique est amplifiée, mais également que le niveau atteint est supérieur de plusieurs ordres de grandeur à celui obtenu sans injection.

Lors de cette prise de données, le niveau d'injection de l'harmonique générée correspond à la valeur maximale atteinte sur cette installation, les deux trous d'entrée et de sortie de la cellule ayant été changés, ce qui permet d'optimiser le facteur pression de gaz. De plus, une forte énergie laser de 20 mJ par impulsion est encore, utilisée à ce moment (voir section V.2.3). Il a été montré postérieurement qu'une telle énergie dégradait légèrement le premier miroir sphérique en SiC du télescope, ce qui entraînait une diminution du signal harmonique petit à petit. L'énergie a donc été réduite par la suite (dans la seconde partie des résultats, section VII.2).

Dans les sections suivantes, une étude plus approfondie des propriétés des différents rayonnements est présentée.

VII.1.1. Niveaux d'amplification

L'échelle logarithmique de la Figure VII-2a permet d'apprécier aisément l'amplification de la source harmonique dans la première section d'onduleur. Même si le facteur d'amplification du rayonnement HHG est assez limité ici, de l'ordre de 10, le signal LEL obtenu est tout de même trois ordres de grandeurs supérieur à celui du rayonnement en mode non-injecté, facteur 3200.

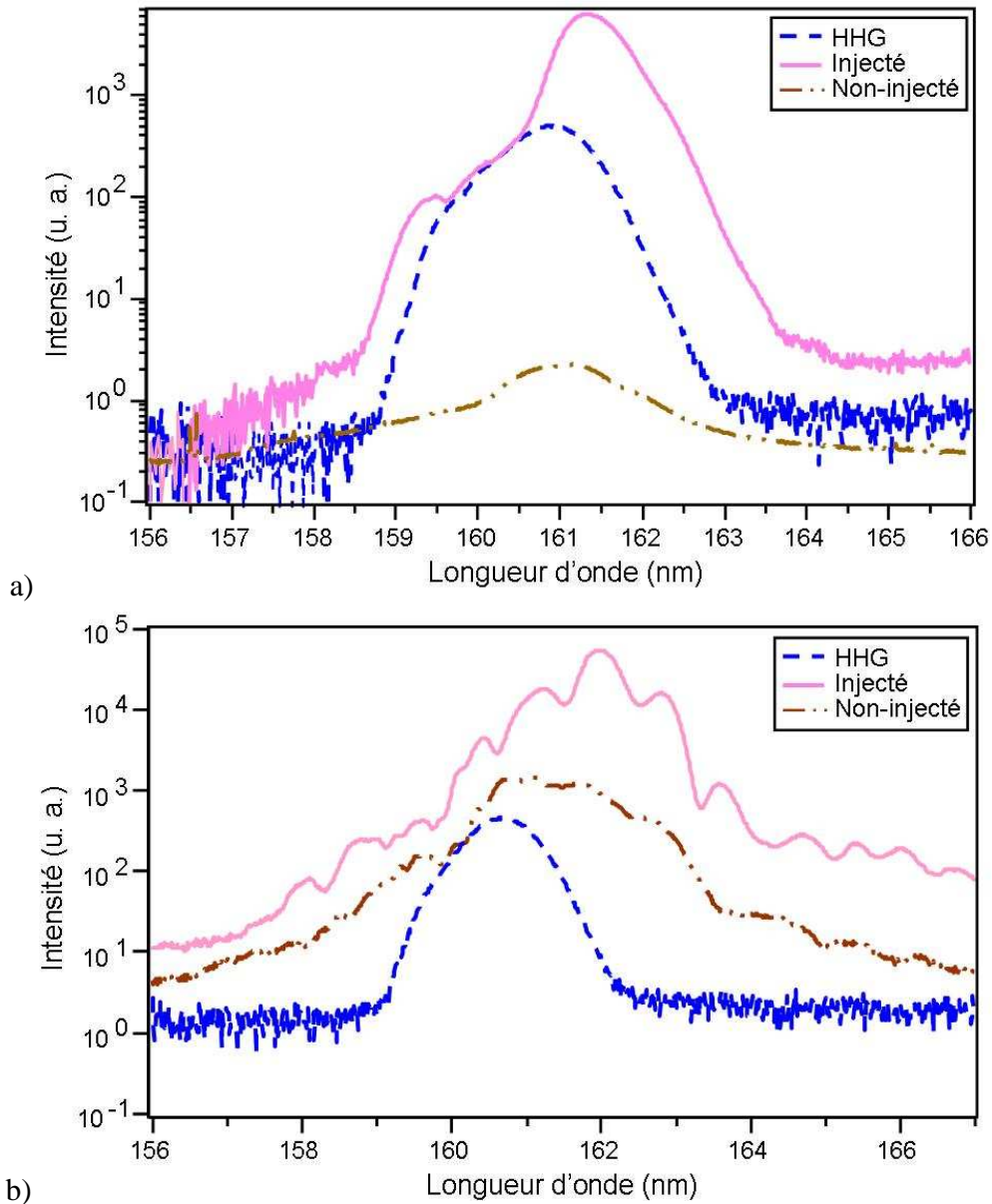


Figure VII-2- a) Spectres des émissions HHG (mono-impulsion), LEL en mode injecté (mono-impulsion) et non-injecté (50 impulsions moyennées) d'après la Figure VII-1 A. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 5 min. Amplification dans une seule section d'onduleur : $g_1=3,519$ mm. b) Spectres des mono-impulsions, harmonique, LEL en mode injecté et non-injecté d'après la Figure VII-1 B. Intervalle entre les deux émissions LELs : 1 min. Amplification dans les deux sections d'onduleur : $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

L'ajout de la seconde section d'onduleur (Figure VII-2 b) permet d'amplifier davantage le rayonnement HHG injecté, mais de façon limitée. Dans le cas présenté ici, un facteur d'amplification de 7 est mesuré entre le rayonnement LEL en mode injecté obtenu avec la première section et celui obtenu avec les deux sections. L'amplification est, en fait, moins importante que celle obtenue en mode non-injecté (facteur 640) ; le signal LEL en mode non-

injecté, qui est atteint à la sortie de la seconde section n'est plus maintenant qu'environ 35 fois inférieur à celui du rayonnement LEL en mode injecté (3200 fois dans la première section). On peut donc en déduire que le signal en mode injecté est saturé ou proche de la saturation dans la seconde section. On peut, de plus, conclure que l'injection a permis de diviser par plus d'un facteur deux la longueur de saturation du LEL, puisque le signal atteint en mode injecté avec une seule section d'onduleur est supérieur à celui observé avec les deux sections en mode non-injecté.

L'énergie par impulsion des différents rayonnements peut être estimée en utilisant la technique de calibration présentée en section IV.4.2. Pour ce faire, les courbes de la Figure VII-2 sont intégrées spectralement, et la valeur finale est ensuite normalisée par rapport à celle, estimable par un calcul précis, obtenue en mode non-injecté avec une section d'onduleur.

Le niveau d'énergie par impulsion harmonique est ainsi évalué à environ 4 nJ. Il correspond à l'évaluation faite de l'énergie d'injection (section V.4), qui donnait entre 3 nJ et 36,4 nJ suivant la réflectivité des miroirs en SiC. Dans ce cas, le niveau d'harmonique produit à 160 nm en sortie de la cellule est donc estimé entre 22 nJ et 261 nJ. Ce niveau limité correspond à l'utilisation d'une énergie laser par impulsion de 20 mJ pour la génération, qui préserve le premier miroir sphérique d'une dégradation immédiate. En augmentant l'énergie du laser de pompe jusqu'à 30 ou 40 mJ, l'énergie générée pourrait être multipliée par un facteur 10 environ d'après la Figure V-15, donnant alors une énergie par impulsion de l'ordre de quelques μ J, proche des valeurs obtenues en géométrie longue focale (section V.4). La calibration du spectromètre semble donc en bon accord avec le niveau de génération de l'harmonique 5 théorique.

Pour effectuer les simulations numériques PERSEO Dépendant du Temps (section II.2.2), outre l'énergie par impulsion de l'harmonique injectée, il est nécessaire d'évaluer la durée d'impulsion de cette harmonique, également les paramètres du faisceau d'électrons, et le facteur de recouvrement des faisceaux. Les valeurs des principaux paramètres pris en compte dans le calcul sont listées dans le Tableau VII-1.

La durée d'impulsion de l'harmonique 5 est déduite de la mesure de la largeur à mi-hauteur du spectre (sous l'hypothèse d'impulsion limitée par transformée de Fourier, équation (V-1)).

Les paramètres théoriques du faisceau d'électrons (Tableau IV-2) ne sont pas parfaitement connus, notamment la dispersion en énergie et la brillance (donc le courant crête, l'émittance et la longueur de paquet). Ainsi, deux cas, présentant deux jeux de paramètres

légèrement différents, sont étudiés : un premier cas *forte brillance-forte dispersion en énergie* (cas n°1) et un second *faible brillance-faible dispersion en énergie* (cas n°2). Les valeurs d'émittance normalisée, de courant crête et de durée d'impulsion découlant de ces choix sont donc également changées par rapport au Tableau IV-2, mais restent dans leur plage respective d'indétermination. La charge du paquet, 0,36 nC, est mesurée sur un moniteur de courant (**Annexe 4**). La valeur moyenne (PERSEO Dépendant du Temps étant un code 1D) des fonctions bêtatrons du faisceau d'électrons (β_m) est calculée d'après l'évolution sur l'ensemble de la première section d'onduleur de ces fonctions dans les directions transverses x et y [205], i.e. respectivement ~9 m et 2 m, et vaut donc 5,5 m.

Le facteur de recouvrement a déjà été évalué expérimentalement pour un alignement parfait du faisceau harmonique sur le faisceau d'électrons (section VII.1.2). Sa valeur a donc été adaptée pour prendre en compte le désalignement présent lors de l'expérience et est estimée d'après l'étude du pointé sur la caméra CCD du spectromètre (Figure VII-17, section VI.1.3.ii.b).

Tableau VII-1- Paramètres principaux utilisés pour les simulations. Faisceau d'électrons : E est l'énergie, γ_0 l'énergie normalisée, σ_γ la dispersion en énergie, q la charge d'un paquet, I_c le courant crête, τ_e la longueur de paquet, ε_N l'émittance normalisée, B_e la brillance et β_m la fonction bêatron moyenne. P_0 et τ_s sont respectivement la puissance et la durée d'impulsion du rayonnement injecté, soit la cinquième harmonique, et F_f le facteur de recouvrement.

Cas	E	γ_0	σ_γ	q	I_c	τ_e	ε_N	B_e	β_m	P_0	τ_s	F_f
	MeV		%	nC	kA	ps FWHM	π mm.mrad	A/ (π .mm. mrad) ²	m	kW	fs (FWHM)	
N°1	153,56	300,5	0,13	0,36	340	1	1,15	257	5,5	130	32	0,21
N°2	153,56	300,5	0,12	0,36	515	0,66	1,7	178	5,5	133	32	0,21

La Figure VII-3 montre l'évolution de l'énergie par impulsion du rayonnement LEL dans les deux sections d'onduleur, avec et sans injection. Les points expérimentaux, obtenus d'après le Tableau VII-2, sont également ajoutés sur le graphique. Alors que les simulations montrent un bon accord avec les données expérimentales pour le rayonnement LEL en mode injecté, les valeurs simulées pour le rayonnement en mode non-injecté sont assez nettement supérieures à celles de l'expérience. Cette figure permet, de plus, de voir clairement l'amplification du signal injecté dans la première section d'onduleur, puis la saturation du signal dans la seconde section, alors que le rayonnement LEL en mode non-injecté continue de croître de façon importante dans cette seconde section.

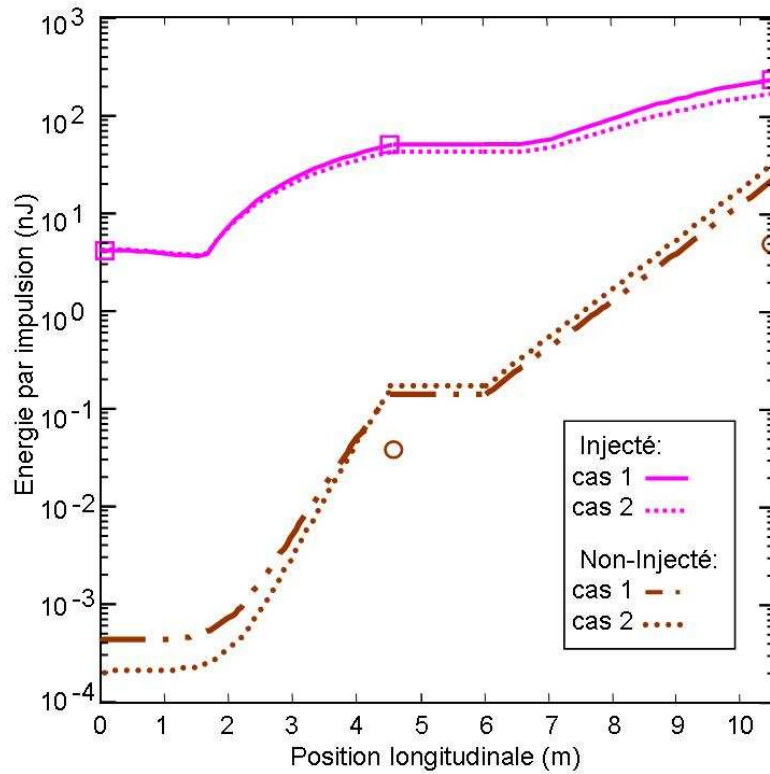


Figure VII-3- Evolution de l'énergie par impulsion en mode injecté et non-injecté en fonction de la position longitudinale dans les deux sections d'onduleur, d'après des simulations numériques effectuées avec PERSEO Dépendant du Temps et avec les deux jeux de paramètres légèrement différents (cas n°1 : forte brillance-forte dispersion en énergie, et cas n°2 : faible brillance-faible dispersion en énergie), présentés dans le Tableau VII-1. Les points expérimentaux sont indiqués par les caractères suivants : \square pour le rayonnement LEL en mode injecté et \circ en mode non-injecté.

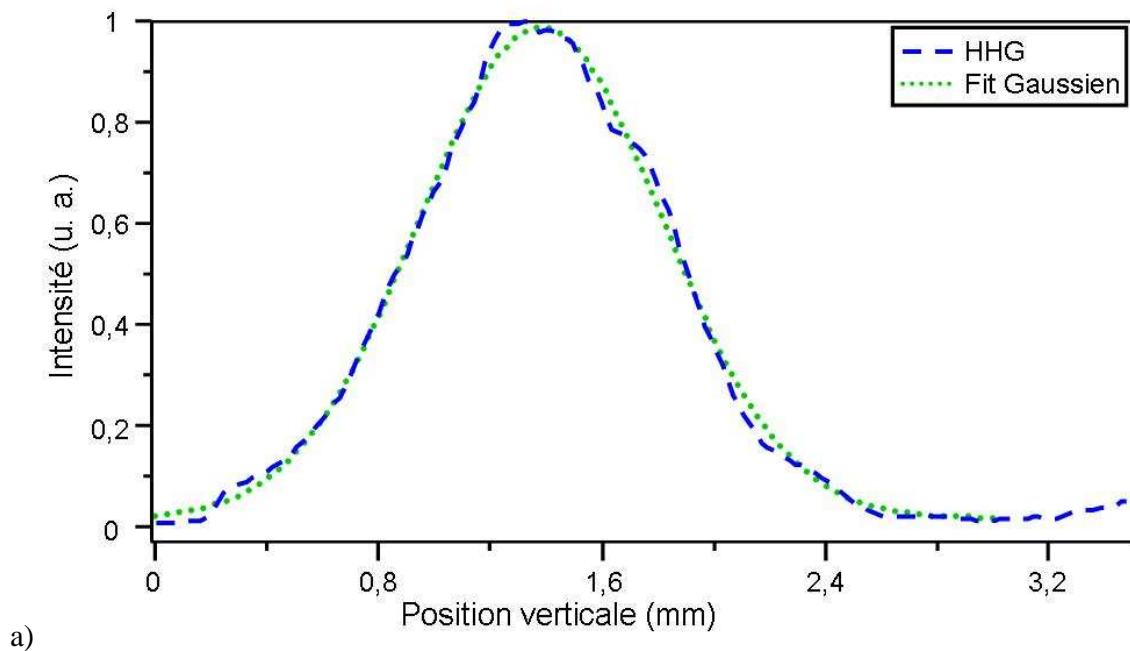
Tableau VII-2- Principales valeurs « expérimentales » calibrées des rayonnements à 160 nm, harmonique (HHG), LEL en mode injecté et non-injecté, obtenues avec une puis deux sections d'onduleur. $E_{impulsion}$ correspond à l'énergie par impulsion, $N_{ph/impulsion}$ au nombre de photons par impulsion, τ à la durée d'impulsion, P_c à la puissance crête, bw à la largeur spectrale relative à mi-hauteur (FWHM), Θ au flux spectral et Ξ à la brillance crête.

		Une section d'onduleur		Deux sections d'onduleur	
		Non-injecté	Injecté	Non-injecté	Injecté
$E_{impulsion}$ (nJ)	3,91	$3,57 \cdot 10^{-2}$	47,7	5,42	236
$N_{ph/impulsion}$ (10^9)	3,15	$2,87 \cdot 10^{-2}$	38,4	4,36	190
τ (fs, FWHM)	32	1000	62,5	176	118
P_c (kW)	$1,22 \cdot 10^2$	$3,57 \cdot 10^{-2}$	$7,64 \cdot 10^2$	30,8	$2 \cdot 10^3$
bw (%)	0,75	0,89	0,44	0,91	0,66
Θ (10^{16} photons/(s.0,1%bw))	1,31	$3,22 \cdot 10^{-4}$	13,9	0,272	24,5
Ξ (10^{18} photons/(s.mrad ² .mm ² .0,1%bw))	2,05	$5,03 \cdot 10^{-4}$	21,6	0,424	38,3

Le Tableau VII-2 résume donc les valeurs obtenues, à partir des mesures, pour les différents rayonnements produits avec une puis deux sections d'onduleur. La puissance crête et par conséquent le flux spectral et la brillance crête ont été estimées, d'après les équations (IV-18) à (IV-21), avec des durées d'impulsions calculées par des simulations PERSEO. Dépendant du Temps, pour lesquelles la durée d'impulsion du rayonnement harmonique correspond à celle mesurée expérimentalement (d'après la largeur spectrale de l'impulsion limitée par transformée de Fourier).

VII.1.2. Distribution verticale

La Figure VII-4 présente les distributions verticales (coupe transverse des images de la Figure VII-1 A) du faisceau harmonique puis des rayonnements LELs en mode non-injecté et injecté, obtenues en n'utilisant que la première section d'onduleur. Alors que les deux premières courbes ont une distribution quasi gaussienne, celle correspondant au rayonnement LEL en mode injecté (Figure VII-4 c) est très asymétrique. En fait, le centre de gravité vertical du faisceau est décalé par rapport au centre de l'émission (Figure VII-1 A c). L'analyse du pointé sur l'image de la caméra CCD (Figure VII-17) montre que le rayonnement injecté était très décentré par rapport au rayonnement des onduleurs. L'amplification s'est donc majoritairement développée hors axe suivant le rayonnement injecté, diminuant ainsi fortement le facteur de recouvrement et par conséquent le taux d'amplification.



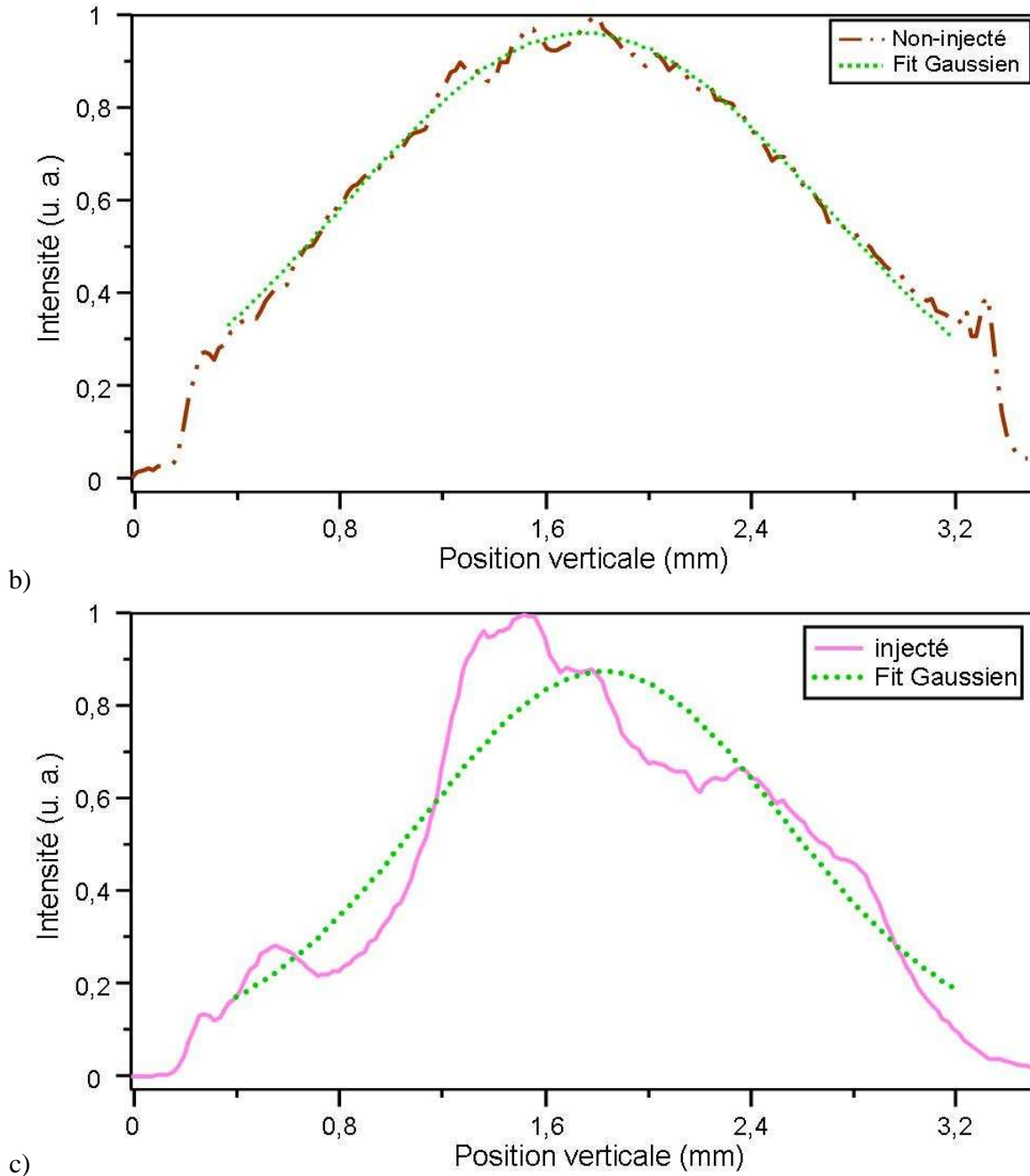


Figure VII-4- Profils verticaux des rayonnements à 160 nm et fits Gaussiens, d'après la Figure VII-1 A. Amplification dans une seule section d'onduleur : $g_1=3,519$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. a) mono-impulsion du faisceau harmonique. b) mode non-injecté. Moyenné 50 fois. c) mono-impulsion en mode injecté.

Cette asymétrie de la distribution du rayonnement LEL en mode injecté empêche d'évaluer précisément la largeur à mi-hauteur. Un ajustement (fit) gaussien de cette distribution conduit à 1,77 mm de largeur à mi-hauteur. Cette valeur est donc inférieure à celle obtenue en mode non-injecté, 2,09 mm. Sous réserve de la mesure peu précise réalisée sur la distribution en mode LEL injecté, du fait que la largeur de l'émission en mode non-injecté soit mesurée sur 50

impulsions accumulées et non sur une seule impulsion, ce qui peut entraîner ainsi un élargissement de cette largeur, il semblerait que l'injection ait permis de réduire légèrement la taille de l'émission de l'onduleur et donc d'améliorer la cohérence verticale. Théoriquement, une émission LEL en régime SASE (mode LEL non-injecté) génère pourtant des impulsions présentant déjà un haut degré de cohérence spatiale [37]-[39]. Ici l'émission LEL en mode non-injecté est encore peu amplifiée si bien que la cohérence n'est pas encore maximale, ce qui pourrait expliquer cette amélioration de la cohérence verticale.

Lors de l'ajout de la seconde section d'onduleur, la distribution du rayonnement LEL en mode non-injecté reste quasi gaussienne (Figure VII-5 a) et présente une largeur à mi-hauteur réduite à 1,35 mm. En fait, le waist du rayonnement produit dans la seconde section est situé au milieu de cette section ; il est donc bien plus proche du spectromètre que pour une seule section d'onduleur, soit environ 6 m (4,5 m de section d'onduleur + 1,5 m de section droite). Aussi, à divergence constante, la taille de l'émission est restreinte sur la caméra. En effet, pour une variation de la position du waist de l'émission de 6 m, une largeur à mi-hauteur de 2,09 mm, estimée au niveau de la première section d'onduleur, correspond à une largeur à mi-hauteur de 1,42 mm au niveau de la seconde section (le centre de la première section d'onduleur étant distant de 18,65 m du réseau). La valeur mesurée de 1,35 mm est légèrement plus faible, ce qui pourrait signifier que la cohérence verticale a été en partie améliorée lors de l'amplification.

La distribution spectrale du rayonnement LEL semble également quasi gaussienne en mode injecté (Figure VII-5 b). En fait, comme l'émission correspondante à ce rayonnement (Figure VII-1 B c) est décentrée par rapport à l'axe du faisceau d'électrons, une bonne partie du rayonnement est hors champ. Cette distribution semble d'ailleurs de plus affectée par de la diffraction, qui pourrait être causée par le décalage de pointé, le rayonnement touchant alors légèrement les aimants de la seconde section. D'après l'ajustement réalisé sur cette distribution, la largeur à mi-hauteur est estimée à une valeur autour de 1 mm, alors que la valeur calculée par la variation de position des deux waists vaut 1,2 mm. La cohérence verticale a donc été probablement légèrement améliorée lors de l'amplification, même si l'estimation de la valeur de largeur à mi-hauteur reste assez imprécise. Des mesures supplémentaires doivent être réalisées afin d'aligner plus précisément les rayonnements et ainsi de mesurer de façon plus réaliste la valeur de la largeur à mi-hauteur de la distribution du rayonnement LEL en mode injecté.

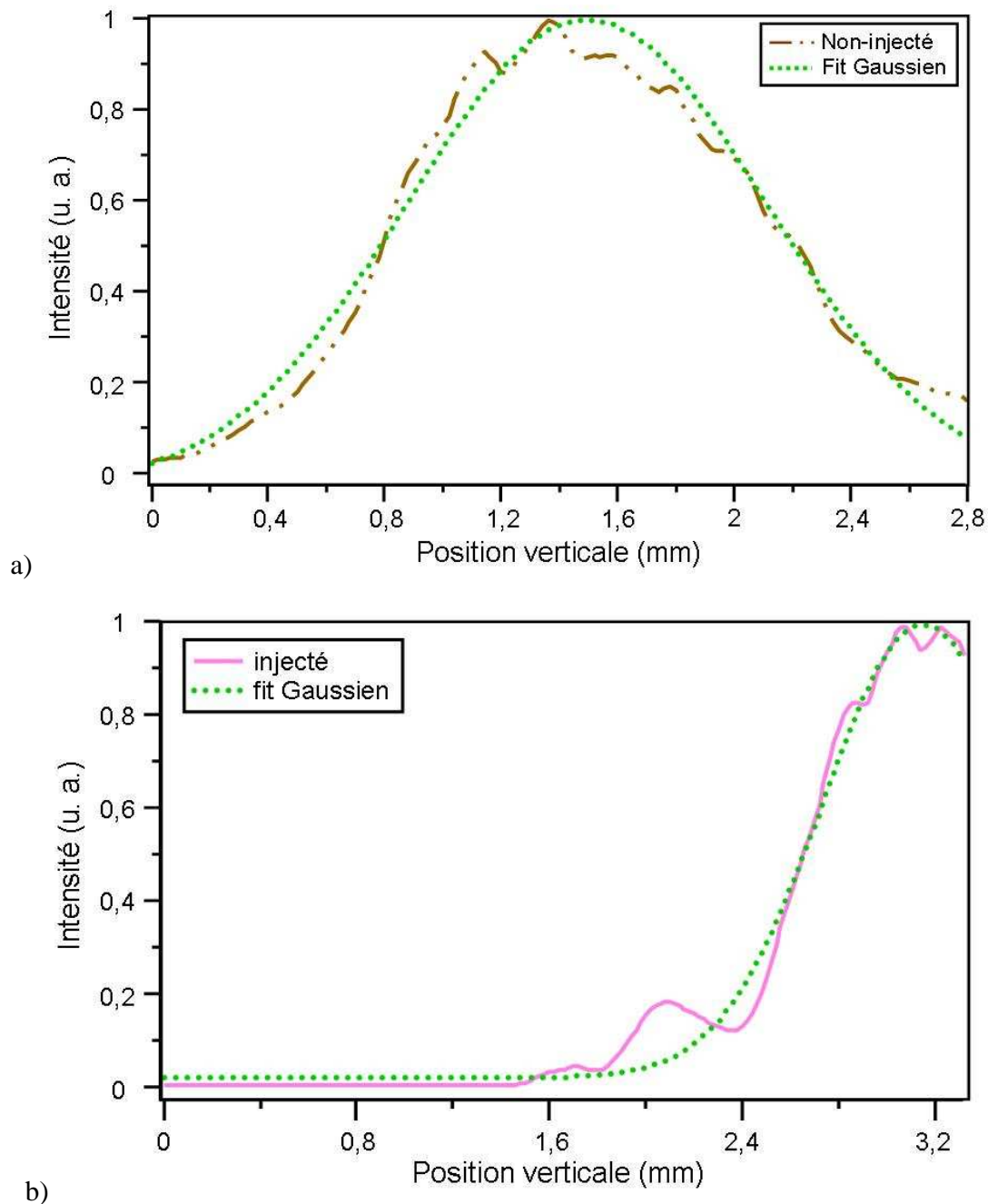


Figure VII-5- Profils verticaux des rayonnements à 160 nm et fits Gaussiens, d'après la Figure VII-1 B. Amplification dans les deux sections d'onduleur : $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. a) mono-impulsion en mode non-injecté. b) mono-impulsion en mode injecté.

VII.1.3. Distribution spectrale

Cette section analyse les distributions spectrales en termes de forme, de longueur d'onde d'émission et de largeur à mi-hauteur.

D'après la Figure VII-6, alors que l'émission en mode non-injecté présente une distribution spectrale non purement gaussienne avec des ailes très développées et un sommet

plutôt aplati, la mono-impulsion obtenue en mode injecté révèle un profil bien défini, avec une forme quasi gaussienne. On note un élargissement de la base de cette distribution et notamment vers le rouge, qui pourrait être dû soit au processus d'amplification, soit à un problème lors de la détection au niveau de l'ensemble réseau-caméra CCD.

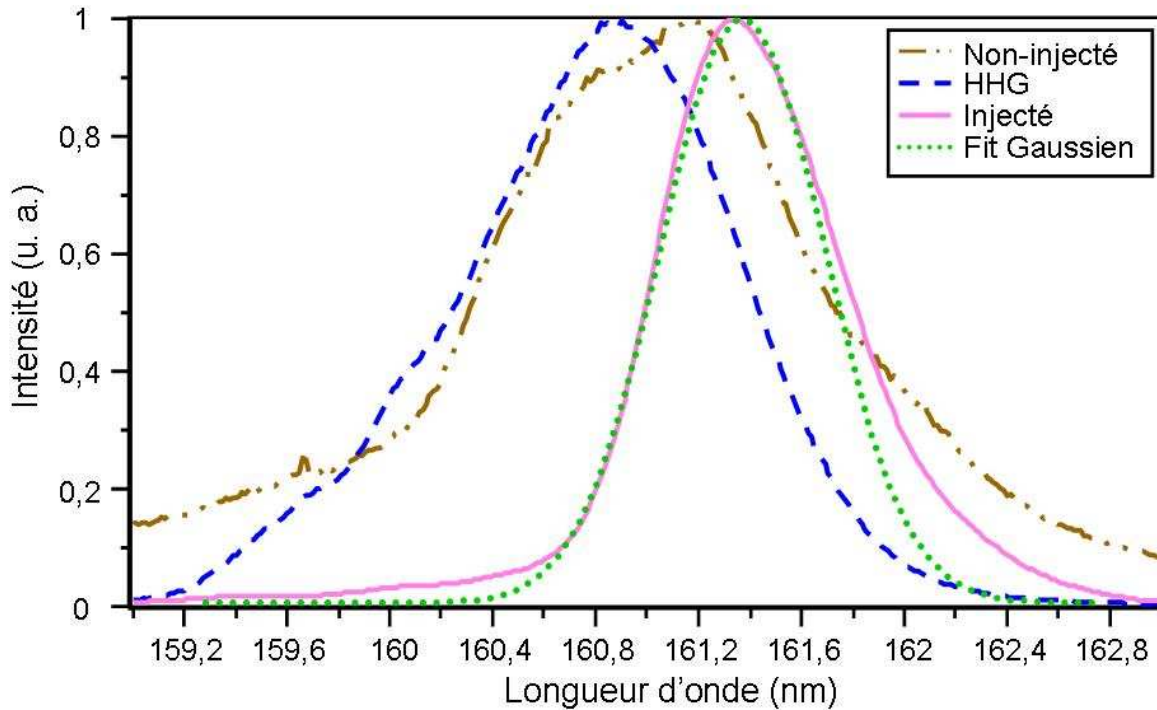


Figure VII-6- Spectres des émissions harmonique, LEL avec et sans injection, d'après la Figure VII-1 A. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 5 min. Amplification dans une seule section d'onduleur : $g_1=3,519$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. Mono-impulsions du faisceau harmonique et du faisceau en mode injecté, impulsion moyennée 50 fois en mode non-injecté.

La largeur spectrale relative à mi-hauteur obtenue en mode LEL injecté, soit 0,44 %, est nettement réduite par rapport à celles obtenues en mode LEL non-injecté, 0,89 % (soit un facteur 2) et même HHG, 0,75 % (facteur 1,7). Cette réduction peut être interprétée comme l'augmentation de la cohérence temporelle. En effet, le temps de cohérence de l'impulsion LEL, déduit de la mesure de la largeur spectrale relative en mode injecté, pour un faisceau gaussien limité par transformée de Fourier, vaut ici 80 fs FWHM (équation (V-1)), donnant ainsi une durée d'impulsion de 80 fs FWHM au minimum. Sachant que les impulsions harmoniques injectées ont une durée d'impulsion théorique de l'ordre de 50 fs FWHM (pour un faisceau IR de 100 fs FWHM, section V.2.1), l'impulsion LEL obtenue en mode injecté est quasi parfaitement cohérente temporellement. L'augmentation légère de la durée d'impulsion doit être probablement imputée au processus d'amplification du LEL.

La longueur d'onde du rayonnement émis, d'après la Figure VII-6, est supérieure à la fois à celle du rayonnement injecté mais également au rayonnement de l'onduleur en mode non-injecté. Ce décalage vers le rouge de l'émission du LEL en mode injecté par rapport au mode non-injecté (+0,3 nm) s'explique par la réduction d'énergie du faisceau d'électrons, qui intervient lors de la création du champ laser, et de l'augmentation en longueur d'onde qui en découle d'après l'équation (VII-1).

La Figure VII-6 permet également d'observer que les conditions d'amplification en terme spectral ne sont pas optimales ; la longueur d'onde du rayonnement injecté est plus courte que celle du rayonnement normal de l'onduleur. En effet, lors du processus d'amplification du rayonnement produit par l'onduleur, la longueur d'onde émise augmente par perte d'énergie du faisceau d'électrons (0,2 à 0,5 nm suivant les différentes mesures). Ainsi, l'accord spectral entre le champ harmonique injecté, à longueur d'onde fixe, et le champ laser émis par l'onduleur, dont la longueur d'onde est dès l'entrée de l'onduleur plus grande que la source harmonique, devient de plus en plus difficile à réaliser. L'accord reste réalisable pour un écart initial inférieur typiquement à 0,5 nm (évalué avec PERSEO Dépendant du Temps). Dans le cas présenté ici (0,2 nm d'écart), l'amplification est donc limitée sensiblement par l'accord spectral.

La Figure VII-7 présente la forme spectrale d'une impulsion de l'émission LEL en mode injecté à la sortie de la première section d'onduleur simulée par PERSEO Dépendant du Temps, en utilisant comme source d'entrée un faisceau harmonique de distribution parfaitement gaussienne, centrée sur la longueur d'onde d'émission mesurée expérimentalement (160,84 nm), et de largeur spectrale prise égale à la valeur expérimentale (0,75 %). Cette figure montre non seulement que la largeur spectrale relative du rayonnement LEL en mode injecté, soit 0,43 %, a bien été réduite par rapport au rayonnement HHG injecté, mais aussi que sa valeur est identique à celle mesurée d'après la Figure VII-6. De plus, la forme générale avec notamment l'élargissement sur le bord droit (grandes longueurs d'onde) de la distribution spectrale est également présente (surtout pour le cas 1 : forte brillance-forte dispersion en énergie) ; c'est donc un effet essentiellement lié à l'amplification.

Le phénomène de décalage vers le rouge de la longueur d'onde d'émission lors de l'amplification est également observé sur la simulation (Figure VII-7), même s'il y est légèrement plus important ; l'émission expérimentale est centrée autour d'une longueur d'onde de 161,38 nm alors que la simulation donne 161,45 nm (cas 1 : forte brillance-forte dispersion en énergie) et 161,5 nm (cas 2 : faible brillance-faible dispersion en énergie).

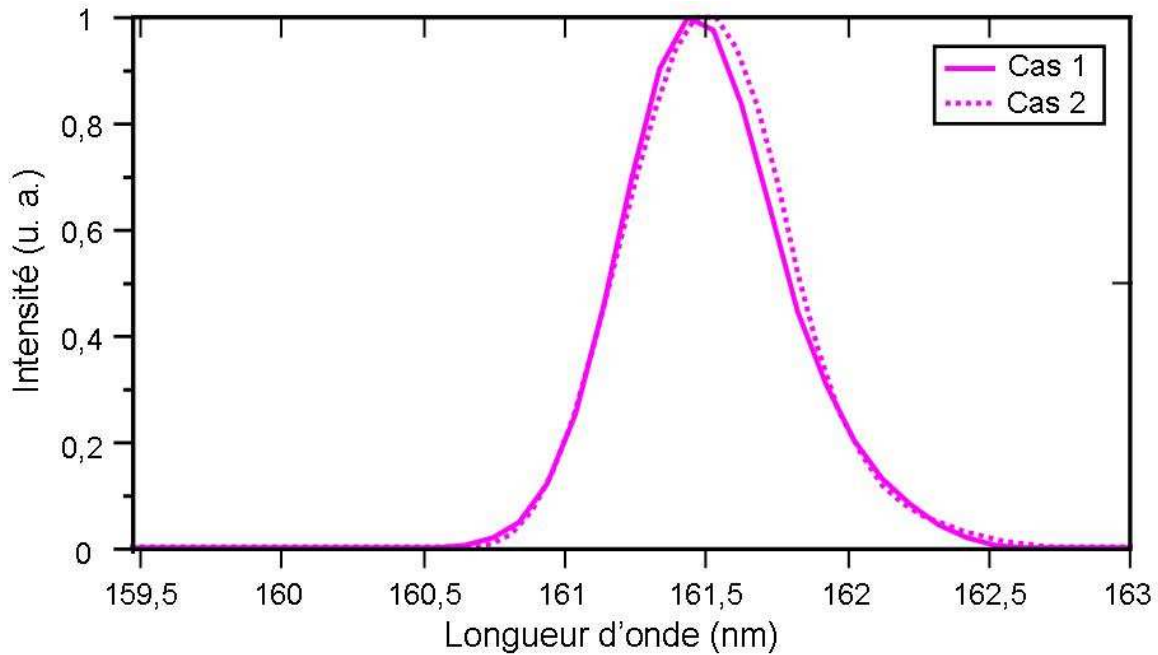


Figure VII-7- Spectres d'une mono-impulsion LEL en mode injecté, obtenus par deux simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps, pour les deux jeux de paramètres légèrement différents (cas n°1 : forte brillance-forte dispersion en énergie, et cas n°2 : faible brillance-faible dispersion en énergie), présentés dans le Tableau VII-1. Amplification dans une seule section d'onduleur.

La Figure VII-8 présente les spectres des rayonnements LELs en mode injecté et non-injecté, obtenus par l'ajout de la seconde section d'onduleur. Alors que le spectre en mode non-injecté révèle une distribution présentant plusieurs composantes spectrales aléatoires, typiques d'un rayonnement SASE, le spectre en mode injecté exhibe des raies satellites bien définies, qui sont une preuve supplémentaire de la saturation du LEL en mode injecté dans la seconde section. Ces bandes latérales [200] correspondent à des oscillations des électrons à la fréquence synchrotron (équation (II-29)). Le pic central de la distribution présente une forme parfaitement gaussienne avec une largeur à mi-hauteur encore réduite, mais l'ensemble du rayonnement (Figure VII-8) montre un élargissement important du spectre provoqué par l'apparition des bandes latérales ; la largeur à mi-hauteur est multipliée par 2,5 environ. Pour éviter l'apparition de ces bandes pour les utilisateurs, il faut agir sur le gain du système en limitant l'amplification. En pratique, il est possible soit de changer légèrement les paramètres du faisceau d'électrons, soit de varier l'effet de la section dispersive si celle-ci est implantée sur l'installation.

Le décalage vers le rouge de la longueur d'onde du rayonnement LEL en mode injecté (+0,7 nm) est encore plus fort lors de l'ajout de la seconde section d'onduleur dû à l'échange d'énergie supplémentaire (milieu amplificateur double). En mode non-injecté le décalage est plus modéré (+0,25 nm), le signal atteint restant toujours nettement inférieur à celui du mode injecté.

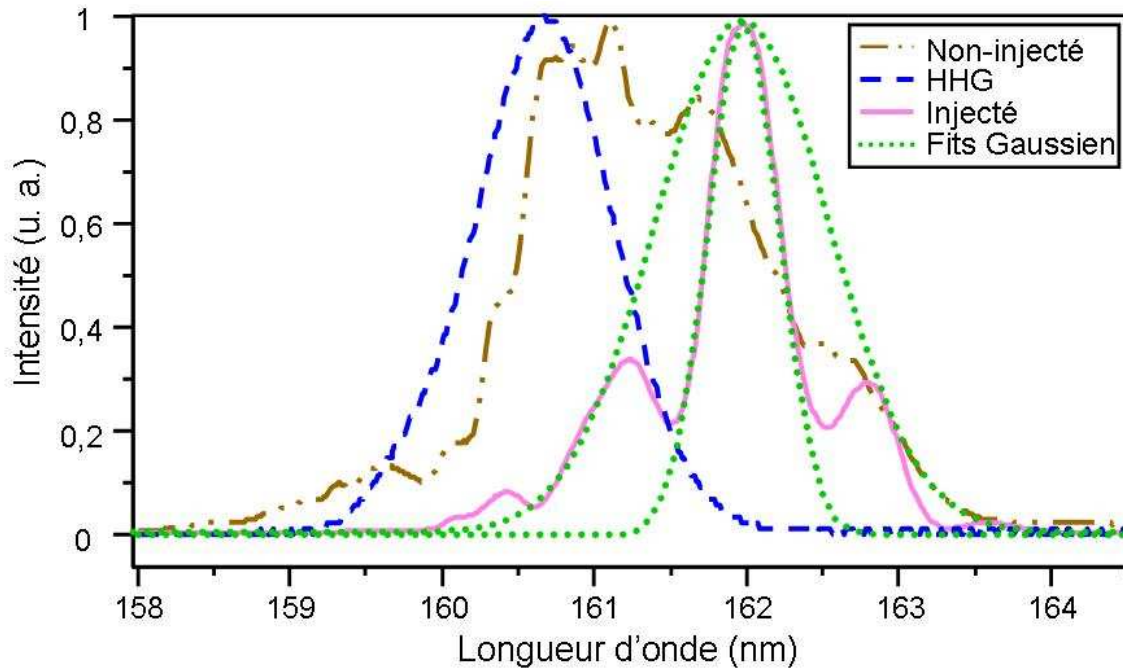


Figure VII-8- Spectres des mono-impulsions, harmonique, LEL avec et sans injection, d'après la Figure VII-1 B. Intervalle entre les deux émissions LELs : 1 min. Amplification dans les deux sections d'onduleur : $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

La simulation réalisée avec le code PERSEO Dépendant du Temps (Figure VII-9) fait également apparaître ces bandes latérales (plus nettes pour le cas 2 : faible brillance-faible dispersion en énergie) au niveau de la seconde section ; il s'agit donc bien d'un effet LEL de saturation. L'écart spectral entre les bandes est cependant assez différent, soit $\sim 0,8$ nm expérimentalement (Figure VII-8) et $0,4$ nm (cas 1 : forte brillance-forte dispersion en énergie) à $0,5$ nm (cas 2 : faible brillance-faible dispersion en énergie) d'après la simulation (Figure VII-9). La valeur analytique correspondant à l'oscillation des électrons à la fréquence synchrotron (équation (II-29)) vaut $\sim 0,54$ nm avec $\lambda_r=162$ nm et $N_p=300$, sous-entendant ainsi que le faisceau d'électrons est modulé par le faisceau harmonique sur 300 périodes et donc une section d'onduleur (le glissement de l'impulsion lumineuse n'influençant plus alors pour la suite de la propagation). Si la modulation est plus efficace, le nombre de périodes à prendre en compte diminue et donc l'écart entre les bandes augmente. L'écart expérimental correspondrait, dans ce cas, à une modulation sur 202 périodes, soit environ sur les trois premiers mètres de la première section d'onduleur, ce qui paraît réaliste, même si cela n'est pas reproduit par la simulation.

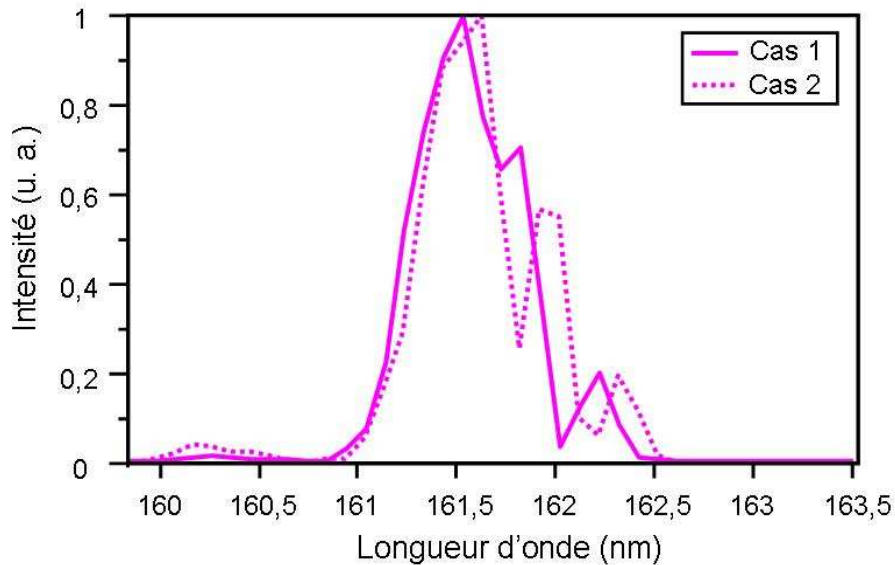


Figure VII-9- Spectre d'une mono-impulsion LEL en mode injecté, obtenu par une simulation réalisée avec PERSEO Dépendant du Temps, pour les deux jeux de paramètres légèrement différents (cas n°1 : forte brillance-forte dispersion en énergie, et cas n°2 : faible brillance-faible dispersion en énergie), présentés dans le Tableau VII-1. Amplification dans deux sections d'onduleur.

VII.1.4. Variations tir à tir

Dans cette section, nous présentons les variations tir à tir du rayonnement LEL amplifié en mode injecté, d'abord avec une seule section d'onduleur mise en résonance puis les deux. Ce rayonnement dépend directement de la stabilité de la source harmonique et de celle du faisceau d'électrons (estimée d'après le rayonnement produit par l'onduleur sans injection). Les conclusions amenées ici ne sont en fait que partielles, car aucune étude systématique des différentes influences du rayonnement obtenu en mode injecté n'a pu être entreprise. Par exemple, la stabilité du rayonnement harmonique étant fortement dépendante de celle du laser de génération, des mesures devront être effectuées en parallèle sur le laser, le rayonnement harmonique et le rayonnement en mode injecté pour en corrélérer les variations. De plus, la statistique des données étudiées ici est assez faible.

VII.1.4.i. Une section d'onduleur

Même si peu de données sont disponibles, la stabilité du système de génération d'harmoniques (Figure VII-10 a) produites dans les gaz semble assez bonne, à la fois en termes d'amplitude, soit 4,6% de variation (Tableau VII-3) et de longueur d'onde d'émission, $160,86 \text{ nm} \pm 0,05 \text{ nm}$, soit 0,03% de variation (Tableau VII-4). L'amplitude du rayonnement produit en mode non-injecté (Figure VII-10 b) est assez fluctuante (même ici en accumulant 50 impulsions),

soit 32% de variation (Tableau VII-3). Pourtant, la longueur d'onde d'émission demeure très stable $161,04 \text{ nm} \pm 0,04 \text{ nm}$, soit 0,02% de variation (Tableau VII-4), signifiant ainsi que l'énergie du faisceau reste quasi constante.

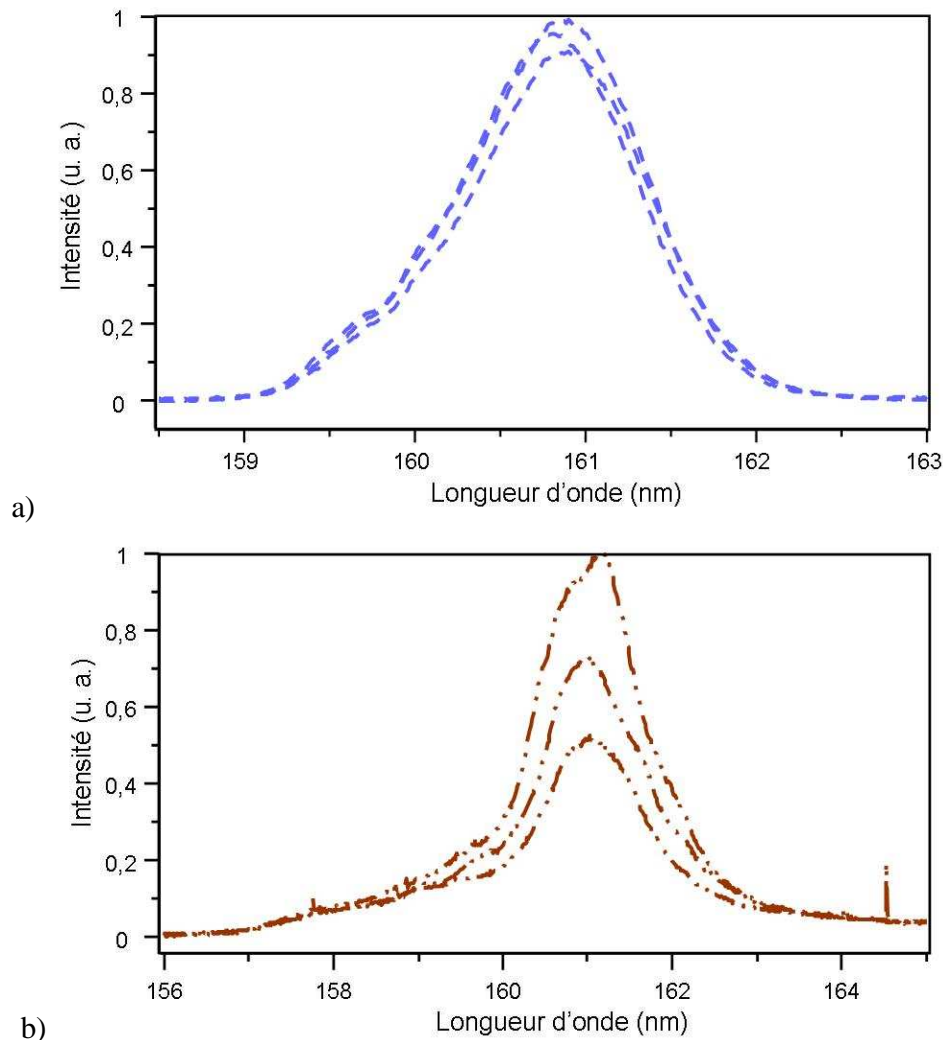


Figure VII-10- Variations des rayonnements du faisceau harmonique (a, mono-impulsion, 30 s entre les trois impulsions) et du faisceau LEL en mode non-injecté (b, moyenné sur 50 impulsions, 1 min entre les trois prises de données, $g_1=3,519 \text{ mm}$). Paramètres laser : $E_{impulsion}=20 \text{ mJ}$ et $\Phi=21 \text{ mm}$. $P_g=11 \text{ V}$.

Des simulations sont réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour essayer de quantifier les effets des variations, ici mesurées sur le rayonnement LEL en mode injecté, de la source harmonique injectée et du faisceau d'électrons.

Pour des variations de la longueur d'onde d'émission et de l'énergie par impulsion de la source harmonique respectivement de 0,03% et 4,6%, la longueur d'onde et l'énergie par impulsion du rayonnement LEL en mode injecté varient sensiblement de la même manière, soit respectivement 0,03% (Figure VII-11 a) et 4,9% (Figure VII-11 b).

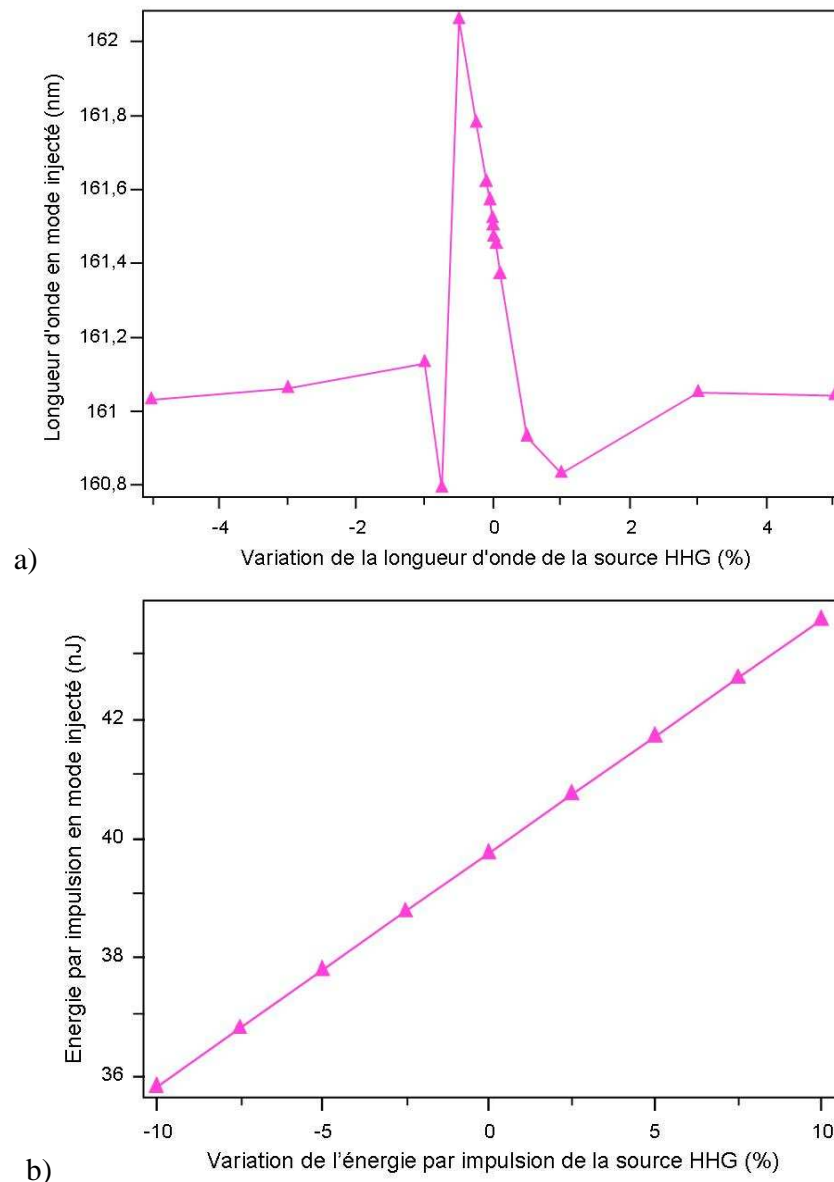


Figure VII-11- Evolution des propriétés du rayonnement LEL en mode injecté avec une section d'onduleur, en fonction des principales variations des propriétés du rayonnement harmonique injecté. Simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour le cas 2 (faible brillance-faible dispersion en énergie), présenté dans le Tableau VII-1. a) variation de la longueur d'onde d'émission. b) variation de l'énergie par impulsion.

Les variations expérimentales des paramètres principaux du faisceau d'électrons, tels que la brillance et l'énergie ne sont pas connues, mais on peut en mesurer leurs effets sur les spectres obtenus en mode non-injecté. Pour cela, des simulations sont réalisées en faisant varier la brillance et l'énergie du faisceau d'électrons ; les variations mesurées sur les spectres en termes de longueur d'onde (Tableau VII-4) et d'intensité (Tableau VII-3) sont comparées à ces simulations, ce qui permet d'estimer les variations des ces deux paramètres au cours de l'expérience.

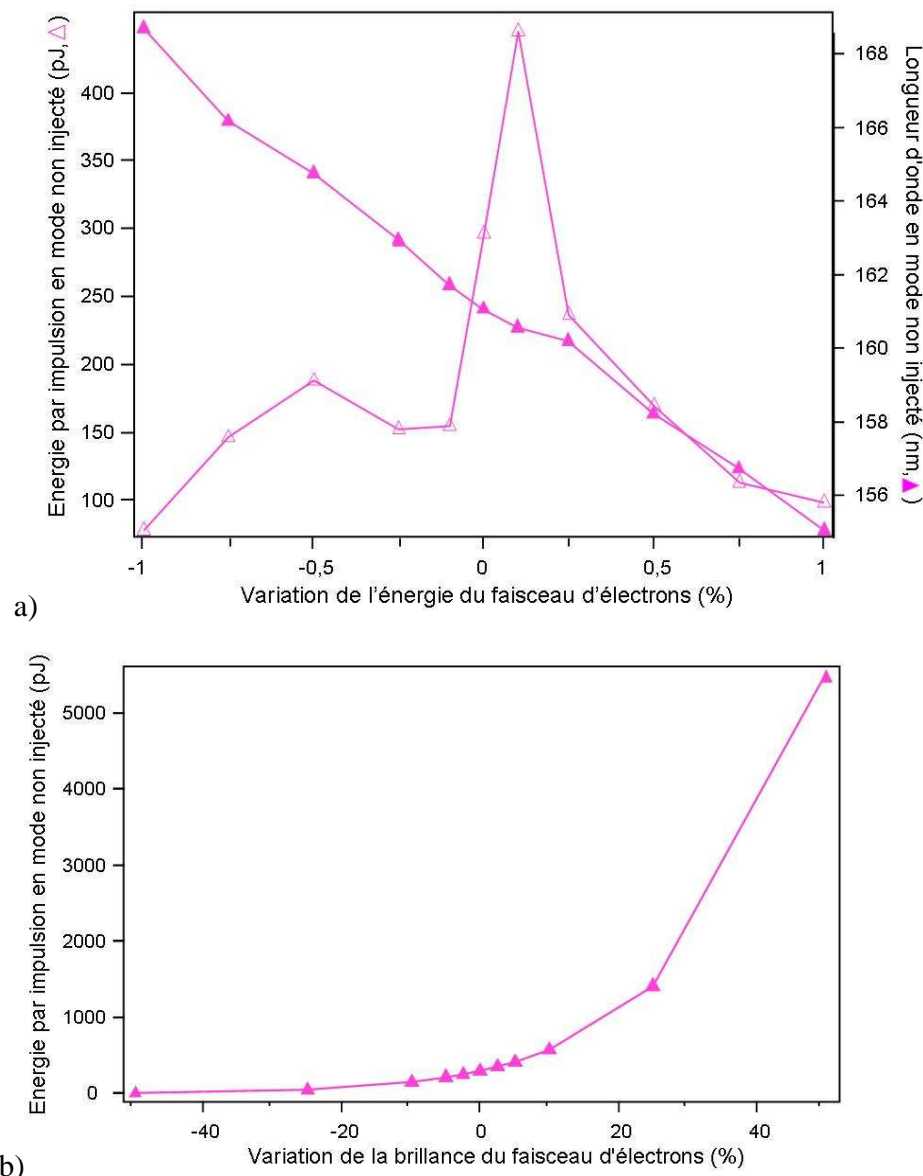


Figure VII-12- Evolution des propriétés du rayonnement LEL en mode non injecté avec une section d'onduleur en fonction des variations des principales propriétés du faisceau d'électrons. Simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour le cas 2 (faible brillance-faible dispersion en énergie), présenté dans le Tableau VII-1. a) variation de l'énergie. b) variation de la brillance.

Pour des variations en longueur d'onde du rayonnement LEL en mode non-injecté mesurées à 0,02%, l'énergie du faisceau d'électrons varie de $5 \cdot 10^{-2}\%$ (Figure VII-12 a) ; ce paramètre influence donc peu la stabilité du LEL. Pour des variations de 32% en énergie par impulsion du rayonnement LEL en mode non-injecté, la brillance du faisceau d'électrons varie de 4,45% (Figure VII-12 b). Or, des variations du faisceau d'électrons de $5 \cdot 10^{-2}\%$ en énergie et de 4,45% en brillance font varier la longueur d'onde du signal LEL en mode injecté de l'ordre de 0,03% (Figure VII-13 a) et l'énergie par impulsion d'environ 15,3% (Figure VII-13 b).

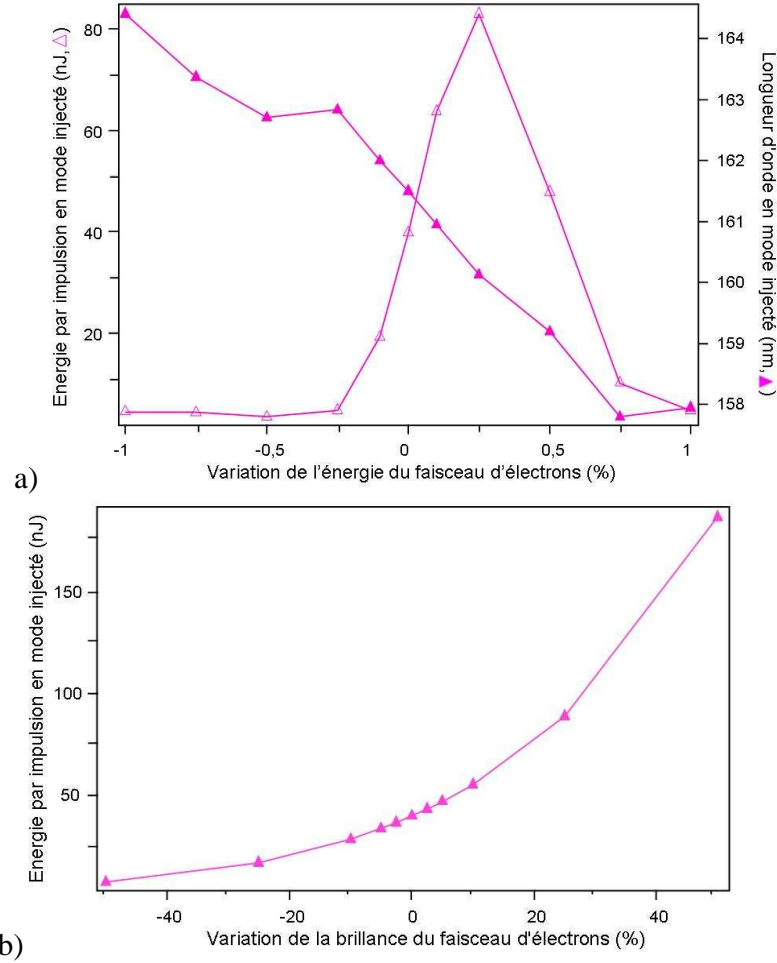


Figure VII-13- Evolution des propriétés du rayonnement LEL en mode injecté avec une section d'onduleur en fonction des variations des principales propriétés du faisceau d'électrons. Simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour le cas 2 (faible brillance-faible dispersion en énergie), présenté dans le Tableau VII-1. a) variation de l'énergie. b) variation de la brillance.

Finalement, les variations en mode injecté peuvent être estimées, dans une première approche, en prenant en compte les différentes influences étudiées ici. Soit pour la longueur d'onde d'émission :

$$(VII-2) \quad (\lambda_{inj.})_{\%} = \sqrt{((\lambda_{non-inj.})_{\%})^2 + ((\lambda_{seed.})_{\%})^2} \approx \sqrt{(0,03)^2 + (0,03)^2} = 0,04\%$$

où $(\lambda_{inj.})_{\%}$ est la variation globale en % de la longueur d'onde en mode injecté, $(\lambda_{non-inj.})_{\%}$ et $(\lambda_{seed.})_{\%}$ étant les composantes venant des instabilités respectivement en énergie du faisceau d'électrons et en longueur d'onde de la source harmonique injectée.

et pour l'intensité :

$$(VII-3) \quad (I_{inj.})_{\%} = \sqrt{((I_{non-inj.})_{\%})^2 + ((I_{seed.})_{\%})^2} \approx \sqrt{(15,3)^2 + (4,9)^2} = 16,1\%$$

où $(I_{inj.})_{\%}$ est la variation globale en % de l'intensité en mode injecté, $(I_{non-inj.})_{\%}$ et $(I_{inj.})_{\%}$ étant les composantes venant des instabilités respectivement en brillance du faisceau d'électrons et en énergie par impulsion de la source harmonique injectée.

Les simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps montrent donc que les instabilités LELs en mode injecté doivent être assez importantes à la fois en termes de longueur d'onde et d'intensité, pour les instabilités mesurées sur la source harmonique et le faisceau d'électrons. Cependant, ces simulations ne prennent pas en compte deux effets fondamentaux : la désynchronisation entre ces deux sources et l'instabilité de pointé de chacune. D'abord, dans l'expérience, les spectres observés semblent correspondre à une relativement bonne synchronisation et les effets de désynchronisation sont donc limités. En effet, initialement la ligne à retard optique est réglée pour obtenir le maximum d'amplification. Le jitter qui intervient alors est assez important (~1 à 3 ps sur une période de 10 minutes), si bien que le signal amplifié est plus ou moins affecté par la désynchronisation partielle sur une certaine période (essentiellement en terme d'intensité) puis disparaît brutalement. Concernant l'instabilité de pointé de la source harmonique et du faisceau d'électrons, des simulations devront être réalisées avec GENESIS pour rendre compte des effets respectifs.

A la vue de la Figure VII-14, l'émission du rayonnement LEL en mode injecté est fortement instable tir à tir à la fois au niveau de l'amplitude du rayonnement, $\pm 63\%$ de variation (Tableau VII-3), et de la longueur d'onde centrale d'émission, $160,84 \text{ nm} \pm 0,36 \text{ nm}$ soit $0,23\%$ de variation (Tableau VII-4).

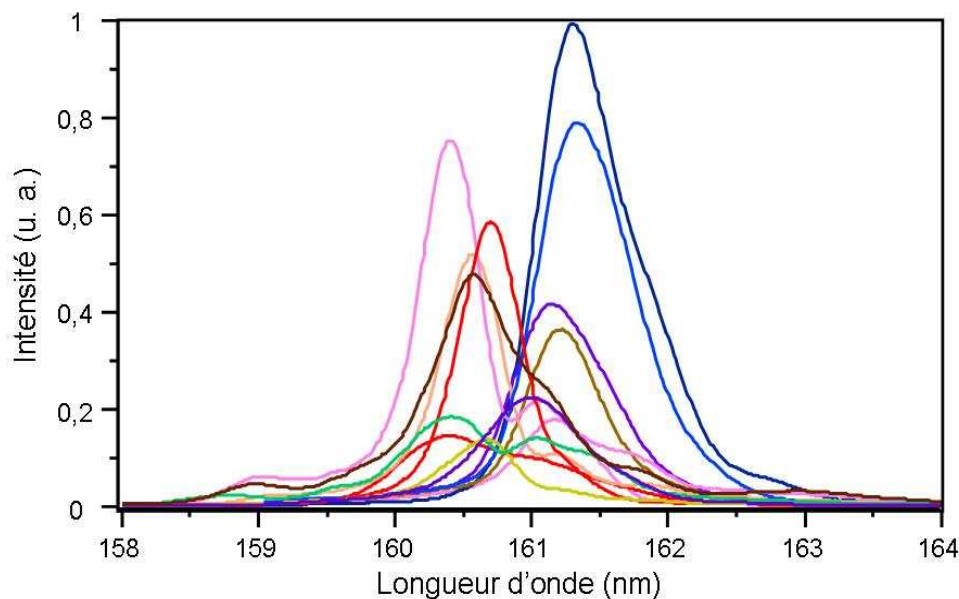


Figure VII-14- Variations tir à tir du rayonnement en mode injecté. Amplification dans une seule section d'onduleur. $g_1=3,519$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 5 min.

Les variations mesurées sont bien supérieures à celles estimées d'après les simulations, soit environ 4 fois pour l'intensité et 6 fois pour la longueur d'onde centrale d'émission. Il semble donc que la large instabilité générale ne soit pas uniquement liée ni à l'instabilité en brillance et en énergie du faisceau d'électrons, ni à l'instabilité en longueur d'onde et en énergie par impulsion de la source harmonique. D'autres paramètres, tels que la synchronisation et surtout les pointés du faisceau d'électrons et de la source harmonique, sont donc bien à prendre en compte.

Tableau VII-3- Stabilité en amplitude des émissions harmonique (HHG), non-injecté et LEL injecté (Figure VII-14). $\langle I_{\max} \rangle$, $(I_{\max})_{rms}$ et $(I_{\max})\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %, de l'intensité d'un signal mesuré au maximal de l'émission. Alors que les valeurs présentées pour les rayonnement HHG et LEL en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 50 fois.

	$\langle I_{\max} \rangle$ (u. a.)	$(I_{\max})_{rms}$ (u. a.)	$(I_{\max})\%$	Nombre de données
HHG	342,6	15,6	4,6	3
Non-injecté	146,3	46,7	31,9	3
Injecté	3947,8	2486,6	62,9	13

Tableau VII-4- Stabilité en longueur d'onde des émissions harmonique (HHG), non-injecté et LEL injecté (Figure VII-14). $\langle \lambda \rangle$, $(\lambda)_{rms}$ et $(\lambda)\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. Alors que les valeurs présentées pour les rayonnement HHG et en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 50 fois.

	$\langle \lambda \rangle$ (nm)	$(\lambda)_{rms}$ (nm)	$(\lambda)\%$	Nombre de données
HHG	160,860	0,048	0,03	3
Non-injecté	161,040	0,036	0,02	3
Injecté	160,842	0,362	0,23	13

L'émission obtenue en mode injecté présente également une forme spectrale qui varie tir à tir ; alors que la plupart des spectres présentent une distribution quasi gaussienne (Figure VII-15 a), certains autres laissent apparaître un second pic d'émission (Figure VII-15 b) correspondant à une longueur d'onde plus élevée et apparaissent de façon, a priori, aléatoire. La largeur spectrale relative des impulsions est alors assez instable (Tableau VII-5), même si cette instabilité est limitée par le fait que le second pic, d'amplitude restreinte, n'intervient que peu dans l'élargissement de l'impulsion.

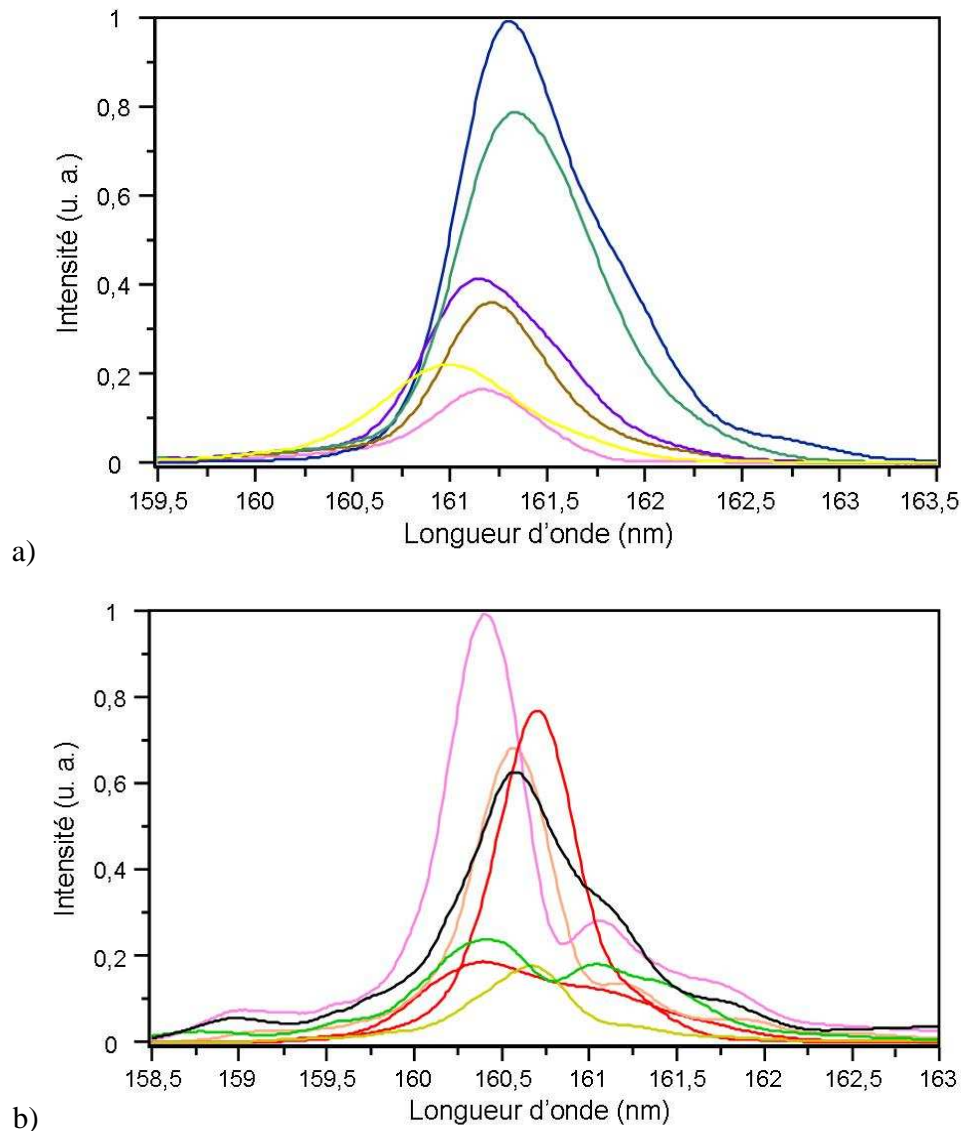


Figure VII-15- Variations tir à tir du rayonnement en mode injecté. Amplification dans une seule section d'onduleur. $g_1=3,519$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 5 min. a) distribution mono-pic. b) distribution double pic.

Tableau VII-5- Stabilité en largeur spectrale relative à mi-hauteur des émissions harmonique (HHG), non-injecté et LEL injecté (Figure VII-14). $\langle \Delta\lambda \rangle$, $(\Delta\lambda)_{rms}$ et $(\Delta\lambda)\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. Alors que les valeurs présentées pour les rayonnements HHG et en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 50 fois.

	$\langle \Delta\lambda \rangle$ (10^{-2} nm)	$(\Delta\lambda)_{rms}$ (10^{-2} nm)	$(\Delta\lambda)\%$	Nombre de données
HHG	0,73	0,02	3,05	3
Non-injecté	0,79	0,09	11,45	3
Injecté	0,31	0,07	24,22	13

En effet, ce second pic est toujours d'amplitude plus basse que le pic principal et est d'autant plus visible que la longueur d'onde du rayonnement est courte. D'après [210]-[211], l'apparition d'un second pic dans le spectre correspond au développement d'un mode parasite à large dispersion angulaire qui est amplifié hors axe. Ce mode est excité lorsque l'alignement entre le centre de la distribution du faisceau d'électrons et l'enveloppe de ce dernier est non idéal dans le système onduleur-quadrupôle (Figure VI-8). En fait, alors que le faisceau d'électrons dans son ensemble semble aligné sur l'axe de l'onduleur, le centre d'une ou des distributions transverses est désaligné et effectue une excursion supplémentaire dans le plan transverse (oscillation bêatron plus importante). Un tel mouvement entraîne un décalage vers le rouge d'une partie de l'émission ($\theta_{obs.} \neq 0$ dans l'équation (VII-1)), qui correspond à l'excitation d'un mode hors axe.

Pourtant dans notre cas, même si le centre de la distribution du faisceau d'électrons est légèrement désaligné avec l'enveloppe de ce dernier (Figure VI-10 : décalage d'environ 200 μm en horizontal et en vertical mesuré au niveau de l'écran CHOTR-5 et 60 μm au niveau de l'écran IDOTR-1), les spectres à double pic ne sont pas présents sur les images obtenues en mode non-injecté. Un tel décalage n'est donc pas préjudiciable à l'émission. En fait, une explication similaire peut être avancée pour notre configuration injectée, car l'émission n'est, a priori, plus déclenchée au niveau du centre de la distribution du faisceau d'électrons mais au centre de la distribution du faisceau harmonique, qui réalise la modulation des paquets. Il faut donc évaluer le décalage transverse entre le centre de la distribution du rayonnement harmonique injecté et l'enveloppe du faisceau d'électrons au niveau de la première section, où intervient cette modulation. Pour les données spécifiquement étudiées ici, les positions respectives du faisceau d'électrons et du laser IR sur les écrans OTR d'alignement n'ont pas été relevées. Aussi, on utilise les positions verticales des émissions harmonique et en mode non-injecté (théoriquement quasi parfaitement aligné avec l'axe de l'onduleur et donc avec l'enveloppe du faisceau d'électrons) au niveau de la caméra CCD du spectromètre. On définit ensuite le pointé vertical comme la position verticale correspondant au maximum de l'émission et non à son barycentre. Les pointés mesurés ici correspondent aux positions verticales arbitraires suivantes : 1,297 mm $\pm 0,090$ mm pour l'émission harmonique et 1,844 mm $\pm 0,004$ mm pour l'émission en mode non-injecté (Figure VII-16). Ces deux positions sont éloignées de 547 μm en moyenne, soit un écart correspondant à 26 % de la largeur spectrale à mi-hauteur de l'émission en mode non-injecté (2,09 mm) ; c'est donc la preuve d'un alignement non optimal au moins en vertical. De plus, la stabilité de pointé du rayonnement harmonique est environ 20 fois moins bonne que celle du

rayonnement en mode non-injecté. Même si cela était plus au moins attendu d'après les estimations antérieures faites sur les écrans OTR d'alignement (section VI.1.3.ii.c), elle semble ici encore plus importante.

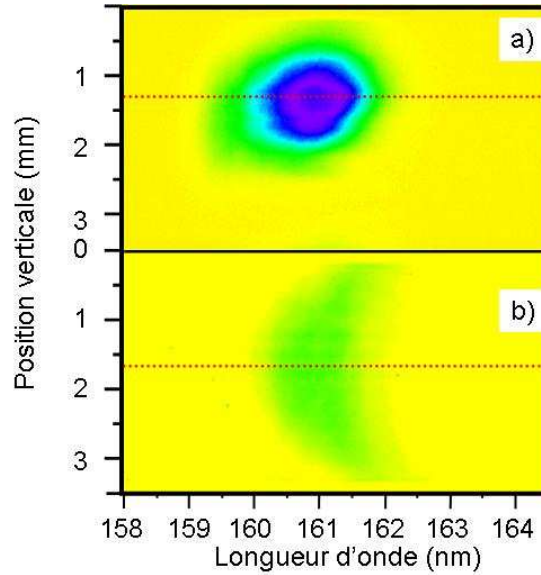


Figure VII-16- Images de la caméra CCD du spectromètre. Amplification dans la première section d'onduleur, $g_1=3,519$ mm. a) mono-impulsion harmonique. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. b) émission en mode non-injecté, 50 impulsions moyennées.

La Figure VII-17 présente maintenant la stabilité de pointé de 12 mono-impulsions successives du rayonnement LEL en mode injecté au niveau de la caméra CCD du spectromètre.

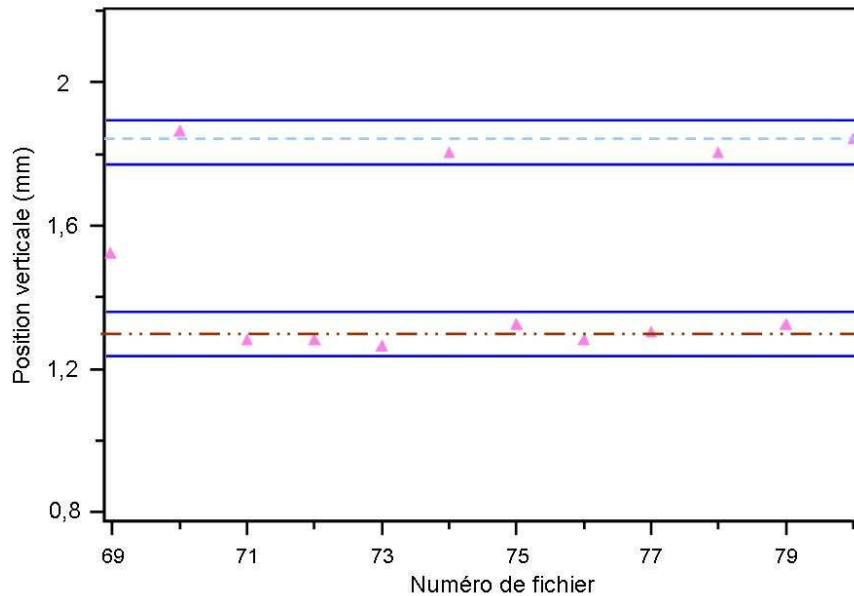


Figure VII-17- Stabilité du pointé des mono-impulsions LEL en mode injecté au niveau de la caméra CCD du spectromètre. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 15 min. $g_1=3,519$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. — · · et — · · correspondent respectivement à la position moyenne du pointé du rayonnement en mode non-injecté et du rayonnement harmonique.

L'analyse de la position verticale du faisceau semble indiquer que deux zones, d'à peu près même largeur, peuvent être distinguées : une autour de la position verticale 1,3 mm et une autre autour de 1,85 mm. Ces deux zones identifiées correspondent quasi parfaitement aux zones identifiées des pointés respectifs des rayonnements harmonique et en mode non-injecté (Figure VII-17). Il semblerait donc que le pointé de l'émission LEL en mode injecté oscille entre deux positions directement déterminées par le pointé du rayonnement harmonique. En effet, comme ce dernier est globalement décalé verticalement vers le haut par rapport au faisceau d'électrons, les pointés du rayonnement LEL en mode injecté correspondent le plus souvent à cette position décalée. Or, l'amplification se déroulant sur l'axe du faisceau harmonique, qui réalise la modulation du faisceau d'électrons, une impulsion laser est alors générée majoritairement hors axe (Figure VII-18 b), avec un spectre qui présente un seul pic et dont la distribution est quasi gaussienne et similaire à celle du faisceau injecté.

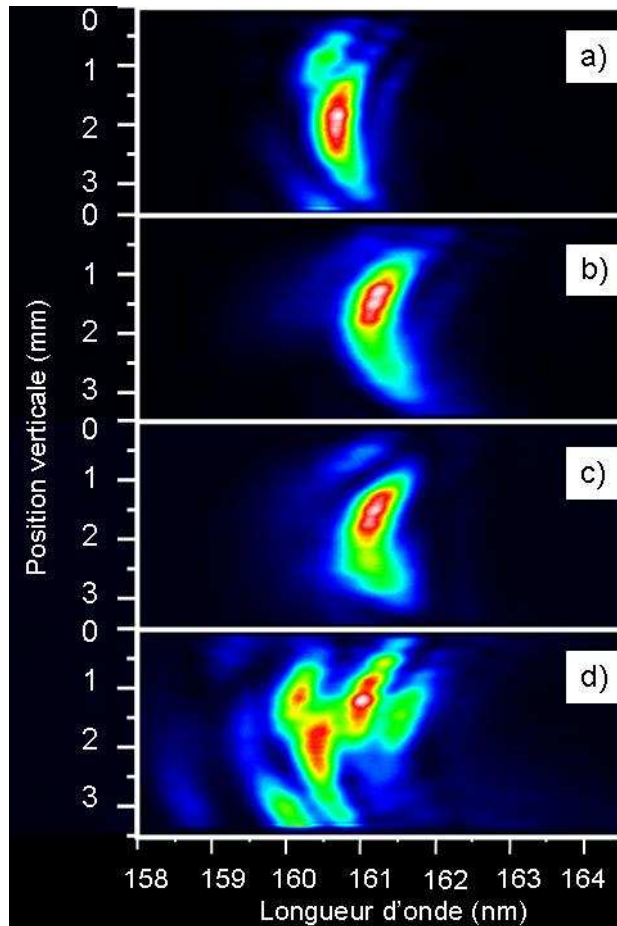


Figure VII-18- Images de mono-impulsions LELs en mode injecté, obtenues au niveau de la caméra CCD du spectromètre, montrant une relation directe entre le pointé et le spectre d'émission. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. a) deux modes laser émis : un légèrement hors axe, d'amplitude faible, et un majoritaire sur l'axe de l'onduleur. b) un seul mode laser hors axe. c) un seul mode laser hors axe de pointé légèrement différent. d) deux modes laser émis d'intensité équivalente : un légèrement hors axe et un sur l'axe de l'onduleur.

Comme le pointé du rayonnement harmonique (décalé verticalement vers le haut) est instable -les vibrations des pompes primaires engendrant des variations d'angles-, le faisceau injecté peut alors croiser légèrement l'axe de l'onduleur et donc le centre de la distribution du faisceau d'électrons. Deux modes laser (Figure VII-18 a) sont alors émis : un favorisé sur l'axe (maximum de gain pour $\theta_{obs.}=0$) et un hors axe moins amplifié, donnant ainsi un spectre avec deux pics d'émission.

La Figure VII-19 présente l'évolution du pointé vertical de l'émission en mode injecté en fonction de la longueur d'onde d'émission. Pour une position correspondant au pointé du rayonnement non-injecté ($\sim 1,8$ mm), la longueur d'onde du pic principal de l'émission en mode injecté (celui à courte longueur d'onde dans le cas des spectres double pic) est inférieure à celle obtenue pour une position correspondant au pointé du rayonnement harmonique ($\sim 1,3$ mm). Comme supposé, la position hors axe de l'émission harmonique entraîne bien l'excursion supplémentaire des électrons modulés par ce faisceau et donc le décalage vers le rouge.

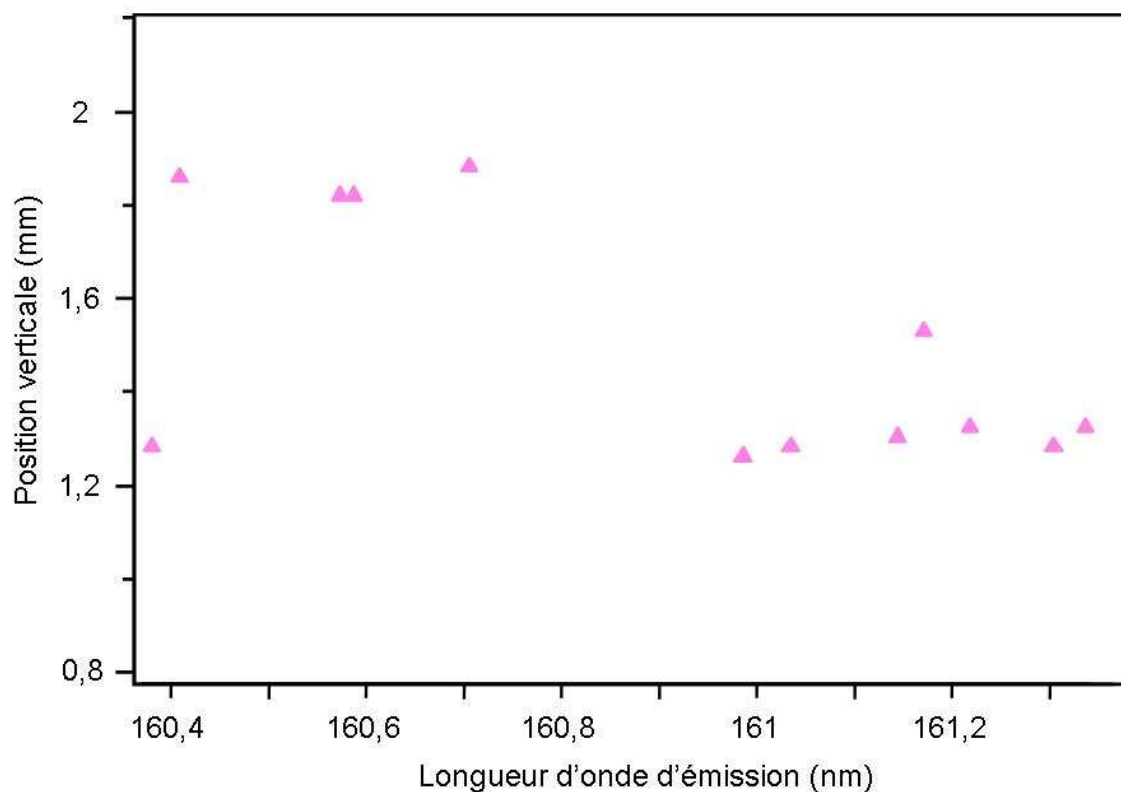


Figure VII-19- Pointé des mono-impulsions LELs en mode injecté, au niveau de la caméra CCD du spectromètre, en fonction de la longueur d'onde d'émission. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 15 min. $g_1=3,519$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

La position verticale 1,5 mm (fichier 69 de la Figure VII-17), qui semble être une exception à cette explication, correspond en fait à un pointé de la génération d'harmoniques

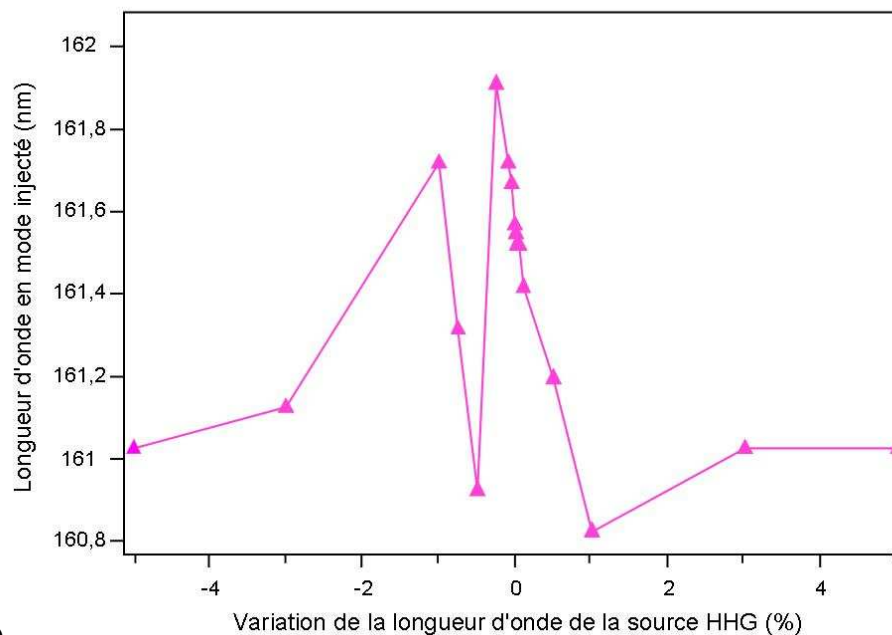
légèrement différent (Figure VII-18 c). La Figure VII-18 d met en lumière finalement un “effet transitoire” entre les deux comportements. Ce phénomène n’a été observé qu’une fois (Figure VII-19 : position 1,3 mm et longueur d’onde 160,4 nm) ; il correspond à une amplification où les deux modes laser émis sont clairement visibles, aucun des deux n’est favorisé et le spectre fait apparaître deux pics d’importance égale.

Finalement, si l’on analyse la stabilité en longueur d’onde pour le cas où un seul pic est présent, la stabilité est très nettement améliorée, puisque son écart type est diminué par 3, passant de 0,36 nm (Tableau VII-4) à 0,12 nm. Des nouveaux résultats obtenus avec un bon recouvrement vertical sont présentés dans la seconde partie des résultats (section VII.2).

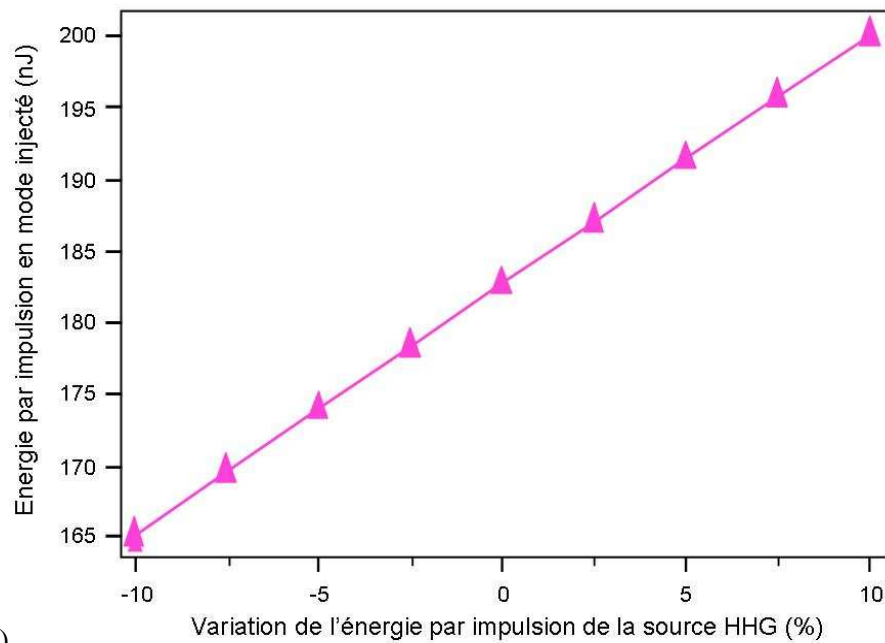
VII.1.4.ii. Deux sections d’onduleur

Des nouvelles simulations sont réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour essayer de quantifier les effets des variations mesurées de la source harmonique injectée et du faisceau d’électrons sur le rayonnement LEL en mode injecté produit avec deux sections d’onduleur.

Pour des variations mesurées de la longueur d’onde d’émission et de l’énergie par impulsion de la source harmonique respectivement de 0,03% et 4,60%, la longueur d’onde et l’énergie par impulsion du rayonnement LEL en mode injecté varient sensiblement de la même manière, soit respectivement 0,03% (Figure VII-20 a) et 4,54% (Figure VII-20 b).



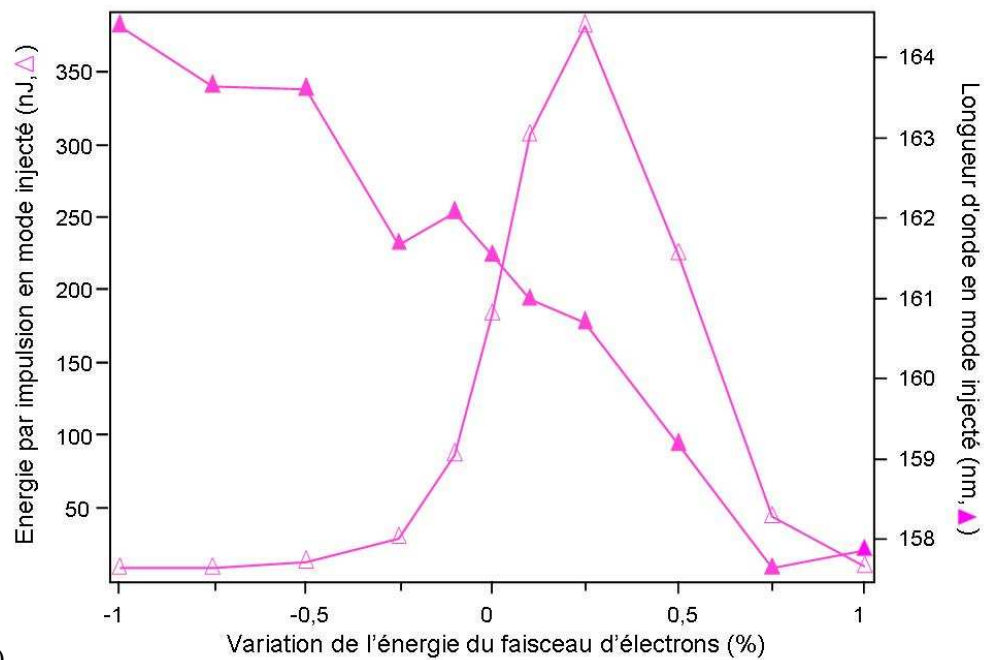
a)



b)

Figure VII-20- Evolution des propriétés du rayonnement LEL en mode injecté, avec deux sections d'onduleur, en fonction des principales variations des propriétés du rayonnement harmonique injecté. Simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour le cas 2 (faible brillance-faible dispersion en énergie), présenté dans le Tableau VII-1. a) variation de la longueur d'onde d'émission. b) variation de l'énergie par impulsion.

Pour des variations du faisceau d'électrons de $5.10^{-2}\%$ en énergie et de 4,45% en brillance (précédemment déduite de la Figure VII-12), la longueur d'onde du signal LEL en mode injecté varie d'environ 0,10% (Figure VII-21 a) et l'énergie par impulsion de 19,93% (Figure VII-21 b).



a)

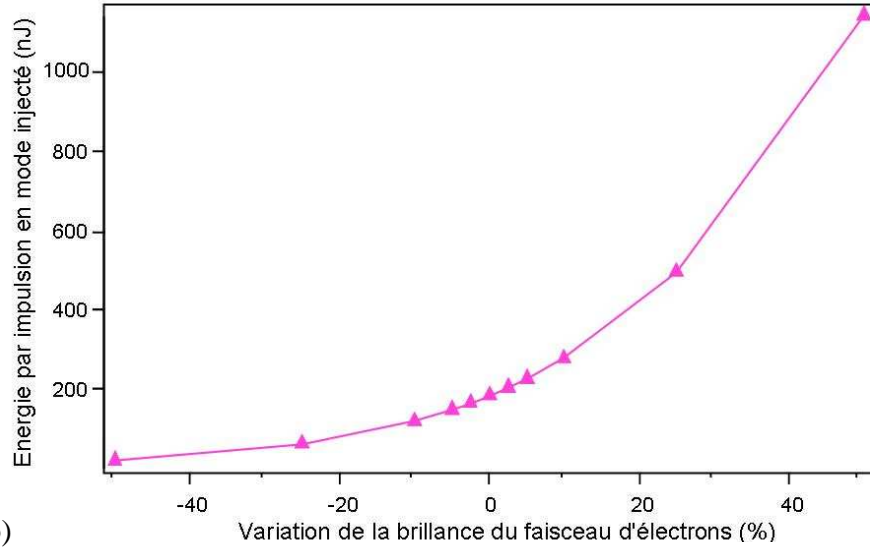


Figure VII-21- Evolution des propriétés du rayonnement LEL en mode injecté, avec deux sections d'onduleur, en fonction des variations des principales propriétés du faisceau d'électrons. Simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour le cas 2 (faible brillance-faible dispersion en énergie), présenté dans le Tableau VII-1. a) variation de l'énergie. b) variation de la brillance.

Finalement, les variations en mode injecté peuvent être estimées, dans une première approche, en prenant en compte les différentes influences étudiées ici, i.e. pour la longueur d'onde d'émission :

$$(VII-4) \quad (\lambda_{inj.})_{\%} = \sqrt{((\lambda_{non-inj.})_{\%})^2 + ((\lambda_{seed.})_{\%})^2} \approx \sqrt{(0,03)^2 + (0,10)^2} = 0,10\%$$

où $(\lambda_{inj.})_{\%}$ est la variation globale en % de la longueur d'onde en mode injecté, $(\lambda_{non-inj.})_{\%}$ et $(\lambda_{inj.})_{\%}$ étant les composantes venant des instabilités respectivement en énergie du faisceau d'électrons et en longueur d'onde de la source harmonique injectée.

et pour l'intensité :

$$(VII-5) \quad (I_{inj.})_{\%} = \sqrt{((I_{non-inj.})_{\%})^2 + ((I_{seed.})_{\%})^2} \approx \sqrt{(4,54)^2 + (19,93)^2} = 20,44\%$$

où $(I_{inj.})_{\%}$ est la variation globale en % de l'intensité en mode injecté, $(I_{non-inj.})_{\%}$ et $(I_{inj.})_{\%}$ étant les composantes venant des instabilités respectivement en brillance du faisceau d'électrons et en énergie par impulsion de la source harmonique injectée.

Les simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps montrent donc que les instabilités LELs en mode injecté avec deux sections d'onduleur doivent être toujours aussi importantes à la fois en termes de longueur d'onde et d'intensité. Les valeurs simulées avec deux sections sont même moins bonnes qu'avec une seule section, soit pour l'intensité respectivement environ 20% et 16%, et pour la longueur d'onde d'émission 0,10% et 0,04%.

La Figure VII-22 présente l'ensemble des spectres obtenus avec les deux sections d'onduleur. Alors que les distributions en mode non-injecté (Figure VII-22a) comportent de nombreux pics, qui sont la conséquence du caractère aléatoire de l'émission SASE, le mode injecté (Figure VII-22b) fait apparaître une stabilisation en longueur d'onde autour de 162 nm. En effet, la variation en longueur d'onde du mode injecté, soit 0,05% (Tableau VII-6), a été divisée environ par 6 par rapport au cas non-injecté, et par 4 par rapport au cas injecté avec une seule section d'onduleur (Tableau VII-4). Cette variation est maintenant même meilleure que celle obtenue par les simulations (0,10%).

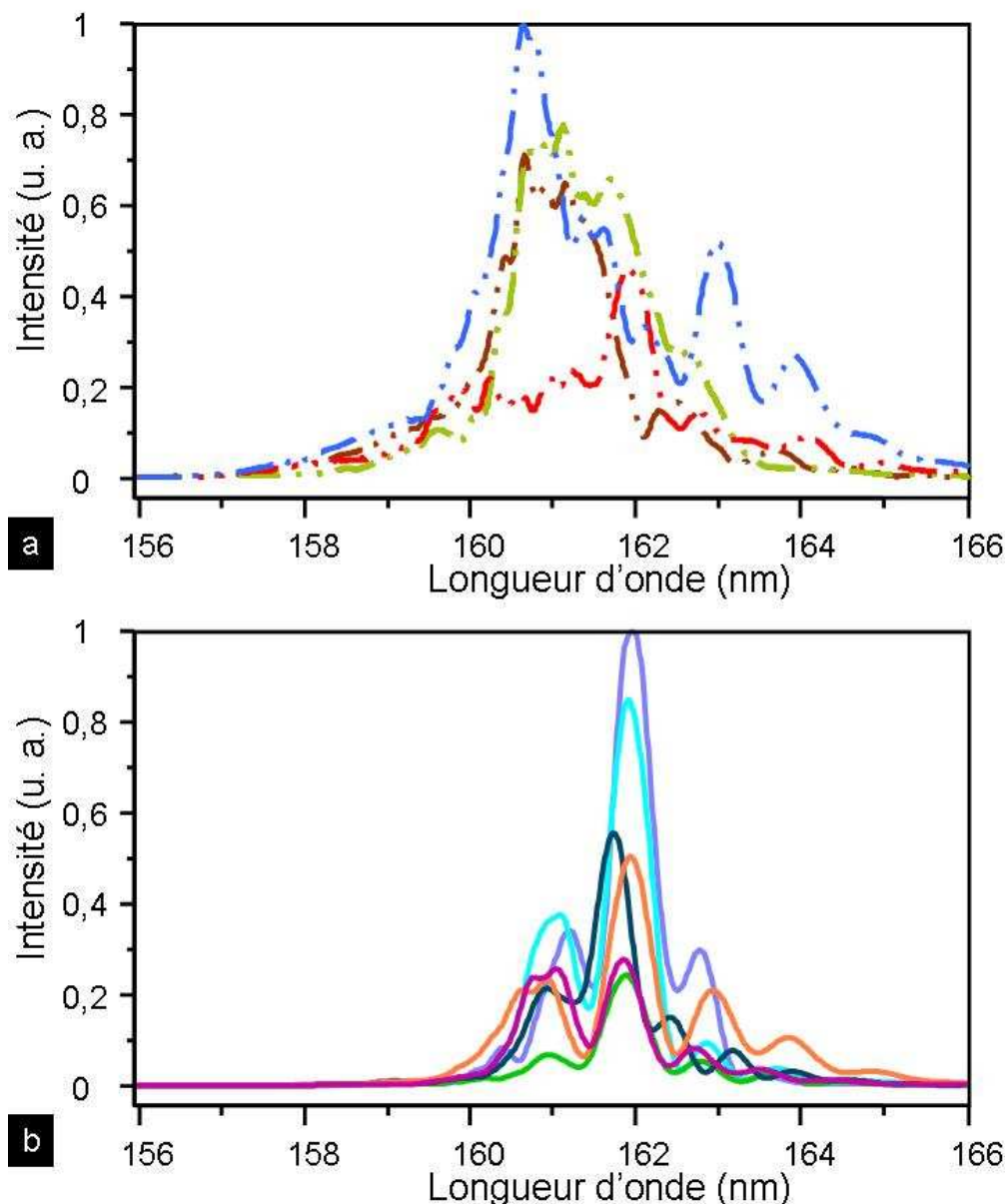


Figure VII-22- Variations tir à tir des mono-impulsions de l'émission LEL obtenue avec deux sections d'onduleur : $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm. a) mode non-injecté. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 20 min. b) mode injecté. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 12 min.

Tableau VII-6- Stabilité tir à tir en longueur d'onde des émissions harmonique (HHG), LEL non-injecté (Figure VII-22 a) et LEL injecté (Figure VII-6 b). $\langle \lambda \rangle$, $(\lambda)_{rms}$ et $(\lambda)\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. Amplification dans les deux sections d'onduleur : $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm.

	$\langle \lambda \rangle$ (nm)	$(\lambda)_{rms}$ (nm)	$(\lambda)\%$	Nombre de données
HHG	160,860	0,048	0,03	3
Non-injecté	161,190	0,508	0,31	4
Injecté	161,91	0,084	0,05	6

Au regard du Tableau VII-7, la variation tir à tir en amplitude du rayonnement LEL en mode injecté obtenue avec deux sections d'onduleur (~53%) reste supérieure à celle obtenue par les simulations (~20%), mais est du même ordre que celle obtenue à la fois en mode non-injecté avec ces deux sections (~57%) et en mode injecté avec une seule section d'onduleur (~63%, Tableau VII-3). Cependant, le peu de données disponibles ne permet pas de faire une analyse statistique très fiable.

Tableau VII-7- Stabilité tir à tir en amplitude des émissions harmonique (HHG), LEL non-injecté (Figure VII-22 a) et LEL injecté (Figure VII-6 b). $\langle I_{max} \rangle$, $(I_{max})_{rms}$ et $(I_{max})\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %, de l'intensité d'un signal mesuré au maximal de l'émission. Amplification dans les deux sections d'onduleur : $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm.

	$\langle I_{max} \rangle$ (u. a.)	$(I_{max})_{rms}$ (u. a.)	$(I_{max})\%$	Nombre de données
HHG	342,6	15,6	4,6	3
Non-injecté	623,4	357	57,2	4
Injecté	31045,2	16503,7	53,2	6

La largeur spectrale relative à mi-hauteur est ensuite mesurée pour chaque impulsion (Figure VII-23). En ne considérant que le pic central de la distribution élargie par les raies satellites, la largeur spectrale relative obtenue en mode injecté avec deux sections d'onduleurs est de l'ordre de celle obtenue avec une seule section d'onduleur. La Figure VII-23 résume l'ensemble des variations spectrales obtenues pour les différents rayonnements, avec une ou deux sections d'onduleur.

D'abord, l'injection du faisceau harmonique entraîne une réduction de la largeur spectrale relative LEL par un facteur 3 environ après une section d'onduleur. La distribution en longueur d'onde du rayonnement LEL en mode injecté avec une section d'onduleur exhibe deux ensembles

de points correspondant aux deux longueurs d'onde différentes des modes laser plein axe de l'onduleur ($\lambda < 160,7$ nm) et hors axe ($\lambda > 160,95$ nm).

Ensuite, lors de l'ajout de la seconde section d'onduleur, l'échange d'énergie supplémentaire avec le faisceau d'électrons entraîne une nette augmentation de la longueur d'onde d'émission (plus 0,7 nm environ). La stabilisation de cette longueur d'onde d'émission est ici très visible. La largeur spectrale à mi-hauteur du pic central de l'émission en mode injecté est conservée voire légèrement diminuée. Celle du rayonnement LEL en mode non-injecté est fortement diminuée mais elle reste tout de même légèrement supérieure à celle obtenue en mode injecté.

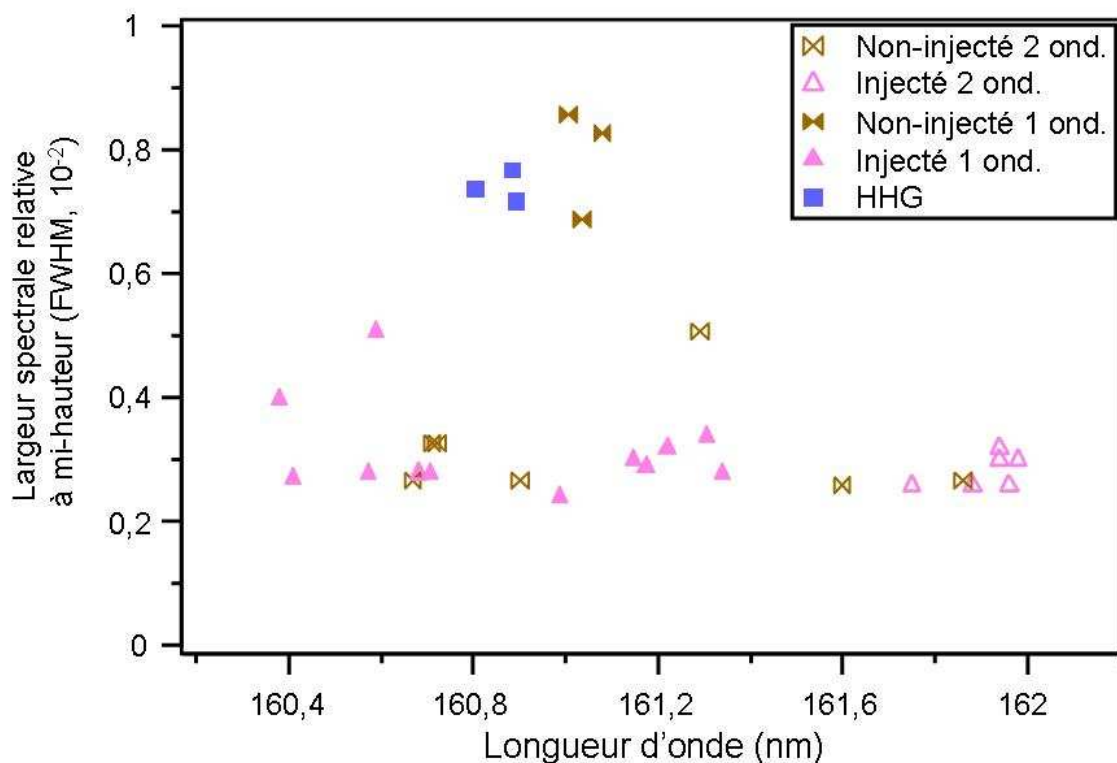


Figure VII-23- Evolution de la largeur spectrale relative à mi-hauteur (FWHM) en fonction de la longueur d'onde d'émission. Effet de l'injection et du nombre de sections d'onduleur utilisées. $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm. ond. correspond à onduleur. Paramètres laser : $E_{impulsion}=20$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

S'il est avéré que le rayonnement d'un LEL en mode non-injecté, ou SASE, présente une cohérence temporelle très limitée [39]-[41], avec la présence de nombreux pics ou spikes dans les distributions temporelle et spectrale (Figure VII-22a), l'apport de l'injection des harmoniques a clairement montré ici une nette amélioration de la distribution spectrale, avec notamment la disparition des ces spikes (Figure VII-22b). L'étude suivante donne une idée, bien qu'approximative, de l'amélioration de la cohérence temporelle obtenue par l'injection de la

source harmonique. Pour comparer la cohérence des différents rayonnements LELs et harmonique, le temps de cohérence de chaque impulsion est estimé pour des impulsions limitées par transformée de Fourier (équation (V-1)), d'après l'évaluation de la largeur spectrale relative, présentée en Figure VII-23 ; plusieurs suppositions majeures sont donc faites. D'abord, le rayonnement LEL en mode injecté, correspondant, dans certains cas, non à des mono-impulsions, mais à plusieurs impulsions accumulées, on suppose que l'enveloppe globale observée, qui s'éloigne d'ailleurs fortement d'une distribution Gaussienne, n'a pas été trop élargie spectralement lors de l'accumulation des images sur la CCD. On suppose de plus que les mono-impulsions mesurées, à la fois LELs et harmonique, n'ont pas été élargies par un autre effet, de quelconque origine.

Dans ces conditions, avec une seule section d'onduleur, le temps de cohérence est multiplié par 2,6 environ en mode injecté à la fois par rapport au rayonnement LEL en mode non-injecté et à l'émission harmonique, qui est quasiment totalement cohérente, d'après l'étude faite en section V.2.1. Or, les simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps montrent que l'amplification n'a pas augmenté considérablement la durée d'impulsion du rayonnement HHG, soit un facteur 2 environ. En effet, la durée d'impulsion obtenue en mode injecté, pour une simulation réalisée dans des conditions proches de l'expérience (injection d'une impulsion harmonique à 160 nm présentant une durée d'environ 30 fs FWHM) est de 62,5 fs (FWHM, Tableau VII-2). Ce facteur 2 d'augmentation de la durée d'impulsion explique donc correctement le facteur 2,6 d'augmentation du temps de cohérence. On pourrait en déduire que les impulsions du rayonnement en mode injecté sont également quasiment totalement cohérentes et que les propriétés de la source harmonique ont donc été transférées à l'émission LEL.

Dans le cas du mode non-injecté, la faible brillance du faisceau d'électrons limite la mise en paquets après une section d'onduleur. L'émission observée est alors principalement constituée d'émission spontanée ; la durée d'impulsion est donc de l'ordre de celle des paquets d'électrons au niveau de l'entrée de la première section d'onduleur, soit environ 1 ps FWHM. Le temps de cohérence de ces impulsions, calculé ici, soit 30 fs FWHM (Tableau VII-8), implique que le rayonnement possède une cohérence temporelle très limitée.

En ajoutant la seconde section d'onduleur, le temps de cohérence du rayonnement LEL en mode injecté est du même ordre que celui obtenu avec une seule section, car la modulation du faisceau d'électrons étant déjà accomplie dans la première section, la seconde section ne sert qu'à amplifier le rayonnement. La simulation PERSEO Dépendant du Temps montre que la durée d'impulsion a peu évolué par rapport au cas de la première section, soit 118 fs FWHM (Tableau

VII-2) pour un temps de cohérence de 87 fs FWHM (Tableau VII-8) ; la cohérence temporelle est donc préservée. Le temps de cohérence du rayonnement en mode non-injecté est fortement augmenté (facteur 2,5), car la seconde section permet dans ce cas de faible gain d'augmenter de façon importante la modulation et donc la cohérence. En effet, la durée d'impulsion calculée avec PERSEO Dépendant du Temps est très réduite, soit 176 fs FWHM (Tableau VII-2), pour un temps de cohérence de 76 fs FWHM (Tableau VII-8).

Tableau VII-8- Stabilité en cohérence temporelle des émissions harmonique (HHG), non-injecté et LEL injecté avec une et deux sections d'onduleur : $g_1=3,519$ mm et $g_2=3,350$ mm. $\langle t_{coh.} \rangle$, $(t_{coh.})_{rms}$ et $(t_{coh.})\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. Le temps de cohérence de chaque impulsion est estimé pour des impulsions limitées par transformée de Fourier (équation (V-1)), d'après l'évaluation de la largeur spectrale relative, présentée en Figure VII-23.

		$\langle t_{coh.} \rangle$ (fs, FWHM)	$(t_{coh.})_{rms}$ (fs)	$(t_{coh.})\%$	Nombre de données
Une section d'onduleur	Non-injecté	30,5	3,7	12,18	3
	Injecté	80,3	14,9	18,61	12
Deux sections d'onduleur	Non-injecté	76,2	20,5	26,89	4
	Injecté	87,6	8	9,12	6
	HHG	32,3	1	3,01	3

VII.1.5. Conclusions

Nous avons montré que le rayonnement harmonique injecté est amplifié de façon cohérente. Même si aucune étude statistique poussée n'a été réalisée, le rayonnement LEL produit, dit en mode injecté, semble ici assez instable, à la fois spectralement et en amplitude. Les simulations effectuées suggèrent que cette instabilité ne peut être expliquée qu'en partie par les instabilités du faisceau d'électrons, telles que l'énergie et la brillance, et par celles de la source harmonique, longueur d'onde d'émission et énergie par impulsion. Un autre paramètre fondamental à prendre en compte est l'alignement des faisceaux au niveau de l'onduleur. En effet, nous avons mis en évidence comment le pointé du faisceau harmonique affecte de façon importante l'émission LEL en mode injecté. Il est donc primordial d'améliorer le recouvrement, à la fois pour augmenter l'amplification mais aussi pour obtenir des spectres propres, de forme gaussienne et avec une bonne stabilité en longueur d'onde.

VII.2. Amélioration des propriétés de la source LEL en mode injecté à 160 nm et génération d'harmoniques LELs non linéaires à 54 nm et 32 nm

Les résultats obtenus dans la première partie des résultats (section VII.1) ont montré que l'amplification de la source harmonique était assez limitée et cela était dû principalement à une mauvaise optimisation des recouvrements spectral et transverse, ce dernier affectant de plus directement le spectre d'émission LEL. Par conséquent, nous nous sommes notamment concentrés, dans cette seconde partie des résultats, à optimiser ces deux facteurs fondamentaux.

La Figure VII-24 montre trois images de la caméra CCD du spectromètre correspondant aux émissions à 160 nm : rayonnement HHG (a), LEL en mode non-injecté (b) et LEL en mode injecté (c) obtenu pour un *alignement vertical quasi parfait de la source harmonique sur le trajet du faisceau d'électrons et un recouvrement spectral optimal de cette même source avec le rayonnement de l'onduleur*.

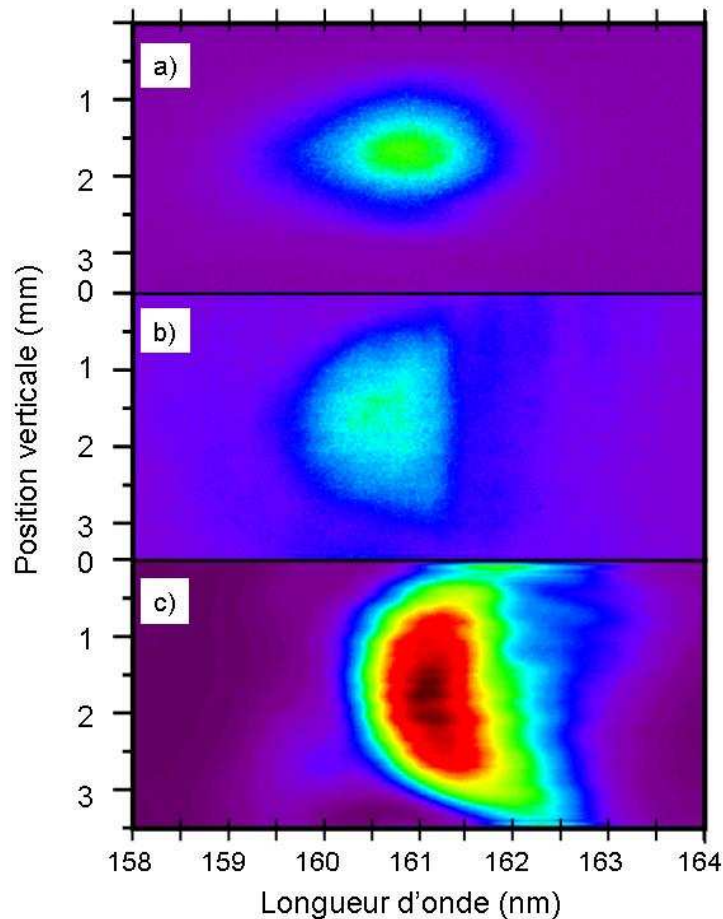


Figure VII-24- Images des rayonnements fondamentaux à 160 nm, au niveau de la caméra CCD du spectromètre. a) mono-impulsion harmonique ($P_g=9,5$ V). b) émission en mode non-injecté, moyennée sur 10 impulsions, $g_1=3,549$ mm. c) mono-impulsion en mode injecté, $g_1=3,559$ mm, $P_g=8$ V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm.

La Figure VII-24 c montre, en effet, clairement que le centre de gravité de l'émission en mode injecté est bien aligné avec l'axe du faisceau d'électrons, l'image exhibant ainsi une parfaite symétrie des distributions verticale et spectrale, à la différence de celle obtenue dans la première partie des résultats (Figure VII-1 c A). Même si aucune information n'est disponible sur le recouvrement horizontal, ce dernier semble être assez bien optimisé dans le cas de ces images, car le spectre est mono-pic, i.e. sans présence d'émission d'un mode hors axe. De plus, comme la longueur d'onde du rayonnement harmonique injecté est cette fois-ci supérieure à celle du rayonnement LEL en mode non-injecté (condition améliorant le recouvrement spectral), une forte amplification du rayonnement injecté est attendue.

Dans ces conditions d'optimisation, un rayonnement intense est effectivement produit à la fois à la longueur d'onde fondamentale d'injection mais également à des longueurs d'onde plus courtes qui correspondent aux harmoniques LELs non linéaires impaires 3 à 54 nm (Figure VII-25 b) et 5 à 32 nm (Figure VII-26 b), clairement amplifiées grâce à l'injection. L'observation de ces rayonnements en mode injecté (section I.2.2.ii) nécessite un gain élevé, atteint ici en améliorant notamment les recouvrements spectral et vertical. Leur amplitude reste néanmoins de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celui de rayonnement fondamental.

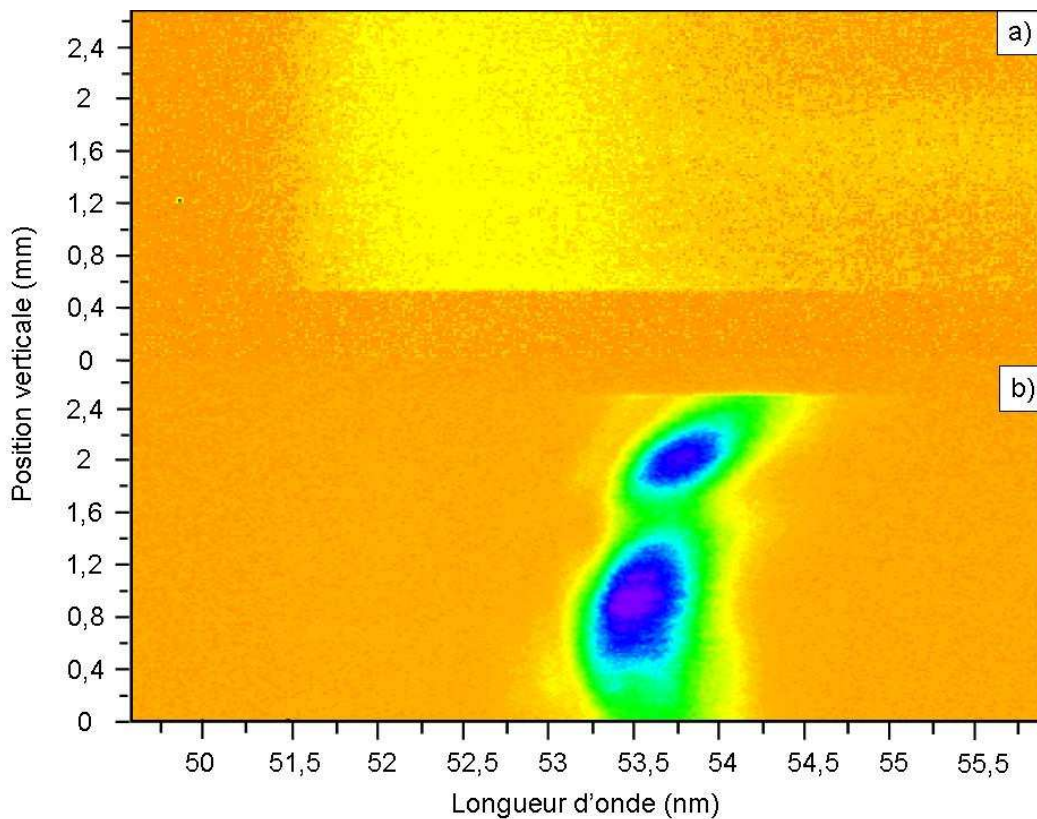


Figure VII-25- Images des harmoniques LELs non linéaires 3, au niveau de la caméra CCD du spectromètre. a) émission en mode non-injecté, moyennée sur 10 impulsions. b) mono-impulsion en mode injecté. $g_1=3,549$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=8$ V.

D'après la Figure VII-25a, le rayonnement harmonique non linéaire 3 en mode non-injecté est très faible et est à peine mesurable. Sa distribution verticale est d'ailleurs étrangement allongée à une intensité maximale qui semble constante sur toute la distribution. Le rayonnement LEL en mode injecté est très intense et se détache nettement du bruit (Figure VII-25 b). Sa distribution verticale, divisée en deux « lobes », est caractéristique d'une émission hors axe [212]-[213], où chaque lobe est de forme quasi gaussienne.

Toutes ces observations semblent également se vérifier pour l'harmonique non linéaire 5, avec des signaux mesurés beaucoup plus faibles et peu distincts du bruit. En effet, même dans le mode injecté (Figure VII-25 b), dont le signal est pourtant très nettement supérieur à celui obtenu en mode non-injecté (Figure VII-25 a), l'image est brouillée par le bruit lié au laser de pompe.

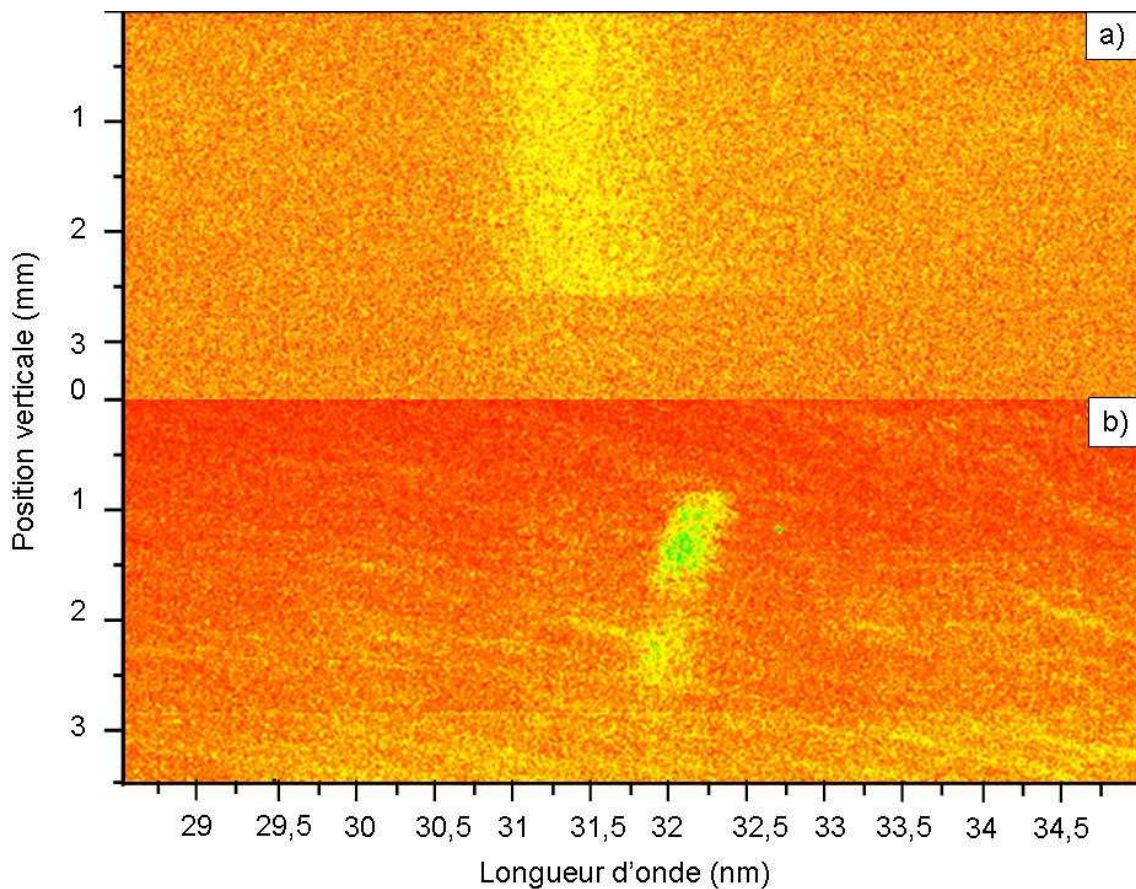


Figure VII-26- Images des harmoniques non linéaires 5, au niveau de la caméra CCD du spectromètre. a) émission en mode non-injecté, moyennée sur 10 impulsions. b) mono-impulsion en mode injecté. $g_1=3,549$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=11$ V.

VII.2.1. Niveaux d'amplification

Sur La Figure VII-27, la source harmonique est amplifiée de façon importante, par un facteur 500 environ, car certains paramètres fondamentaux ont été modifiés par rapport à la

première partie des résultats (section VII.1), pour laquelle l'amplification était limitée à un facteur 10.

Le signal LEL en mode non-injecté est, en effet, bien plus intense (facteur 4,9), ce qui signifie que la brillance du faisceau d'électrons est plus élevée maintenant ; l'émission en mode SASE est alors favorisée par rapport à l'émission spontanée. Le taux d'amplification par rapport au mode non-injecté reste très élevé : 2600 (3200 précédemment). D'un autre côté, d'après la Figure VII-27, le niveau d'injection harmonique est près de 10 fois inférieur (facteur 9,1 par rapport à la Figure VII-2), l'énergie du laser de pompe ayant été réduite à 19 mJ par impulsion et l'optimisation en pression étant maintenant limitée par l'élargissement des trous d'entrée et de sortie de la cellule, dû au « chauffage » prolongé par le laser de pompe. Finalement, l'amélioration des recouvrements vertical et spectral permet d'optimiser l'échange d'énergie entre la source d'injection et le LEL.

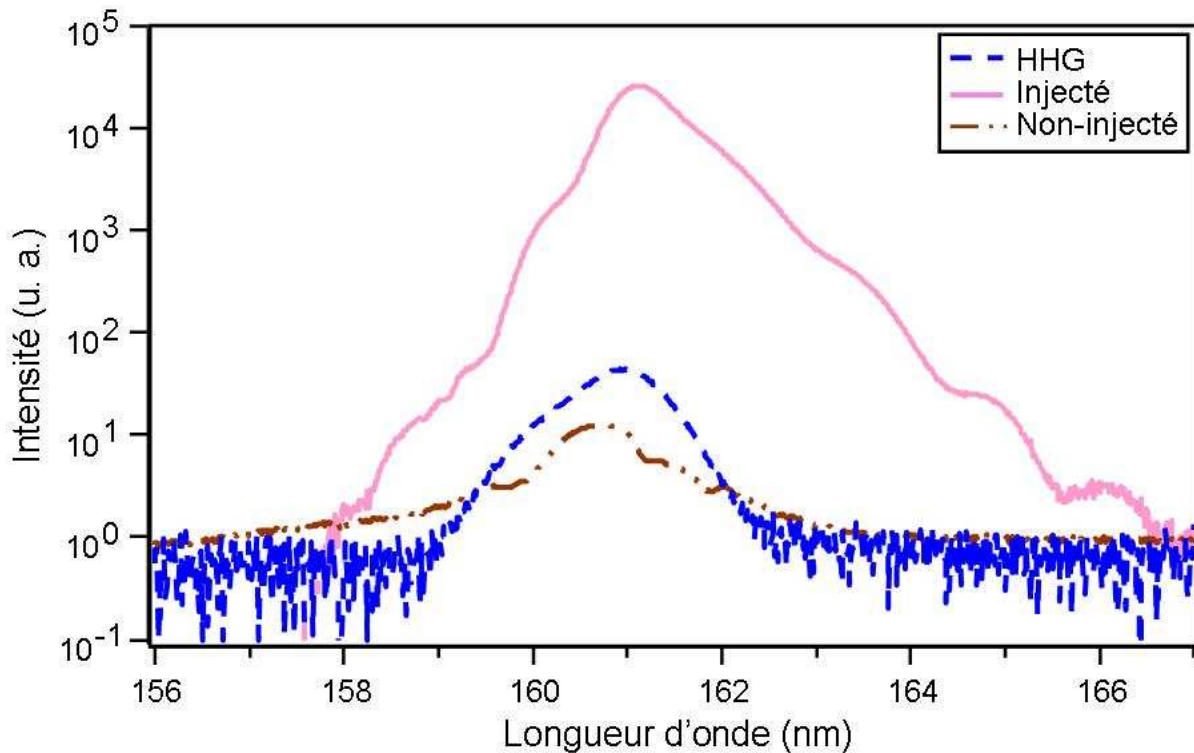


Figure VII-27- Spectres des émissions, harmonique (mono-impulsion, $P_g=9,5$ V), LEL en mode injecté (mono-impulsion, $g_1=3,559$ mm) et en mode non-injecté (10 impulsions moyennées, $g_1=3,549$ mm), d'après la Figure VII-24. $P_g=8$ V. Intervalle de 3 min entre le rayonnement LEL en mode injecté et le rayonnement harmonique, mais d'1 heure environ avec le rayonnement LEL en mode non-injecté. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm.

Des simulations PERSEO Dépendant du Temps sont alors effectuées avec des paramètres adaptés aux nouvelles conditions (Figure VII-28).

Concernant l'émission harmonique, la longueur d'onde, mesurée sur le spectre au maximum d'intensité, a peu évolué (~160,8 nm). La durée d'impulsion (Tableau VII-10), déduite de la mesure de la largeur à mi-hauteur des distributions (impulsion limitée par transformée de Fourier, équation (V-1)), est sensiblement similaire à celle de la première partie des résultats (40 fs FWHM pour 32 fs FWHM). L'énergie par impulsion est ensuite estimée d'après la calibration des images de la caméra CCD du spectromètre, effectuée dans la section VII.1.1, soit 0,48 nJ.

Alors que la charge du faisceau d'électrons (Tableau VII-1), mesurée sur le moniteur de courant, est légèrement diminuée (de 0,36 nC à 0,345 nC, **Annexe 4**), la brillance est assez nettement augmentée, via l'accroissement du courant crête (entraînant une diminution légère de la durée d'impulsion) et la baisse de l'émittance normalisée, afin de rendre compte du facteur 4,9 d'accroissement du signal LEL non-injecté. Les valeurs de l'ensemble des paramètres restent dans leur plage respective d'indétermination.

Le recouvrement, estimé d'après l'étude du pointé sur la caméra CCD du spectromètre (Figure VII-43), confirme le très bon alignement vertical. Aussi, aucune correction supplémentaire n'est à prendre en compte pour calculer le facteur de recouvrement, qui vaut alors la valeur optimale calculée dans la section VI.1.3.ii.b, soit 0,3. Le gain du LEL étant linéairement dépendant de ce paramètre (équation (II-33)), il est augmenté, pour cette seule contribution, d'un facteur 1,5 par rapport à la première partie des résultats (0,21 Tableau VII-1).

Tableau VII-9- Paramètres principaux utilisés pour les simulations. Faisceau d'électrons : E est l'énergie, γ_0 l'énergie normalisée, σ_γ la dispersion en énergie, q la charge d'un paquet, I_c le courant crête, τ_e la longueur de paquet, ε_N l'émittance normalisée, B_e la brillance et β_m la fonction bêatron moyenne. P_0 et τ_s sont respectivement la puissance et la durée d'impulsion du rayonnement injecté soit la cinquième harmonique et F_f le facteur de recouvrement.

Cas	E	γ_0	σ_γ	q	I_c	τ_e	ε_N	B_e	β_m	P_0	τ_s	F_f
	MeV		%	nC	kA	ps FWHM	π mm.mrad	A/ (π .mm .mrad) ²	m	kW	fs (FWHM)	
N°1	153,56	300,5	0,13	0,345	325	1	1	325	5,5	13	40	0,3
N°2	153,56	300,5	0,12	0,345	600	0,54	1,5	266	5,5	13	40	0,3

Les simulations montrent d'abord, en terme d'énergie par impulsion, un assez bon accord avec les données expérimentales, même si ces dernières sont plus favorables au mode injecté. De plus, la pente du gain en mode injecté est, cette fois-ci, quasi identique à celle obtenue sans injection, grâce à l'amélioration des recouvrements spectral et vertical.

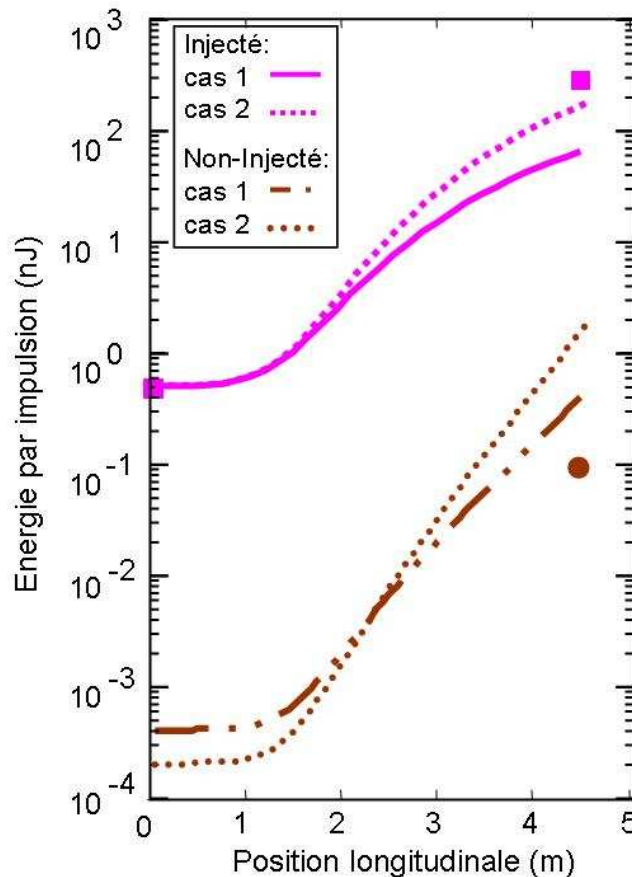


Figure VII-28- Evolution de l'énergie par impulsion en modes injecté et non-injecté, en fonction de la position longitudinale dans la première section d'onduleur, d'après des simulations numériques effectuées avec PERSEO Dépendant du Temps, pour les deux jeux de paramètres légèrement différents (cas n°1 : forte brillance-forte dispersion en énergie, et cas n°2 : faible brillance-faible dispersion en énergie), présentés dans le Tableau VII-9. Les points expérimentaux sont indiqués par les caractères suivants : ■ pour le mode injecté et ● pour le mode non-injecté.

Le rayonnement LEL des harmoniques non linéaires 3 (Figure VII-29 a) et 5 (Figure VII-29 b) est également amplifié de façon très nette grâce à l'injection, respectivement avec un facteur 330 et 47. L'amplification reste donc assez limitée sur la 5^{ème} harmonique, d'intensité faible et parasitée par le laser de pompe, l'efficacité du spectromètre étant très réduite à cette longueur d'onde (Tableau IV-8). En fait, en mode injecté, l'intensité de ces harmoniques décroît fortement avec l'ordre : une à deux décades d'une harmonique à l'autre. Or, le rayonnement des harmoniques non linéaires obtenu sans injection correspond ici, pour une seule section d'onduleur (i.e. peu de longueur d'amplification), uniquement à de l'émission spontanée. L'intensité de cette émission ne varie que peu avec l'ordre, comme cela est attesté par la Figure IV-29, qui donne les valeurs calculées d'énergie par impulsion pour les trois premières harmoniques non linéaires dans nos conditions expérimentales. Donc, plus le numéro d'harmonique est grand plus le facteur d'amplification atteint par l'injection est limité.

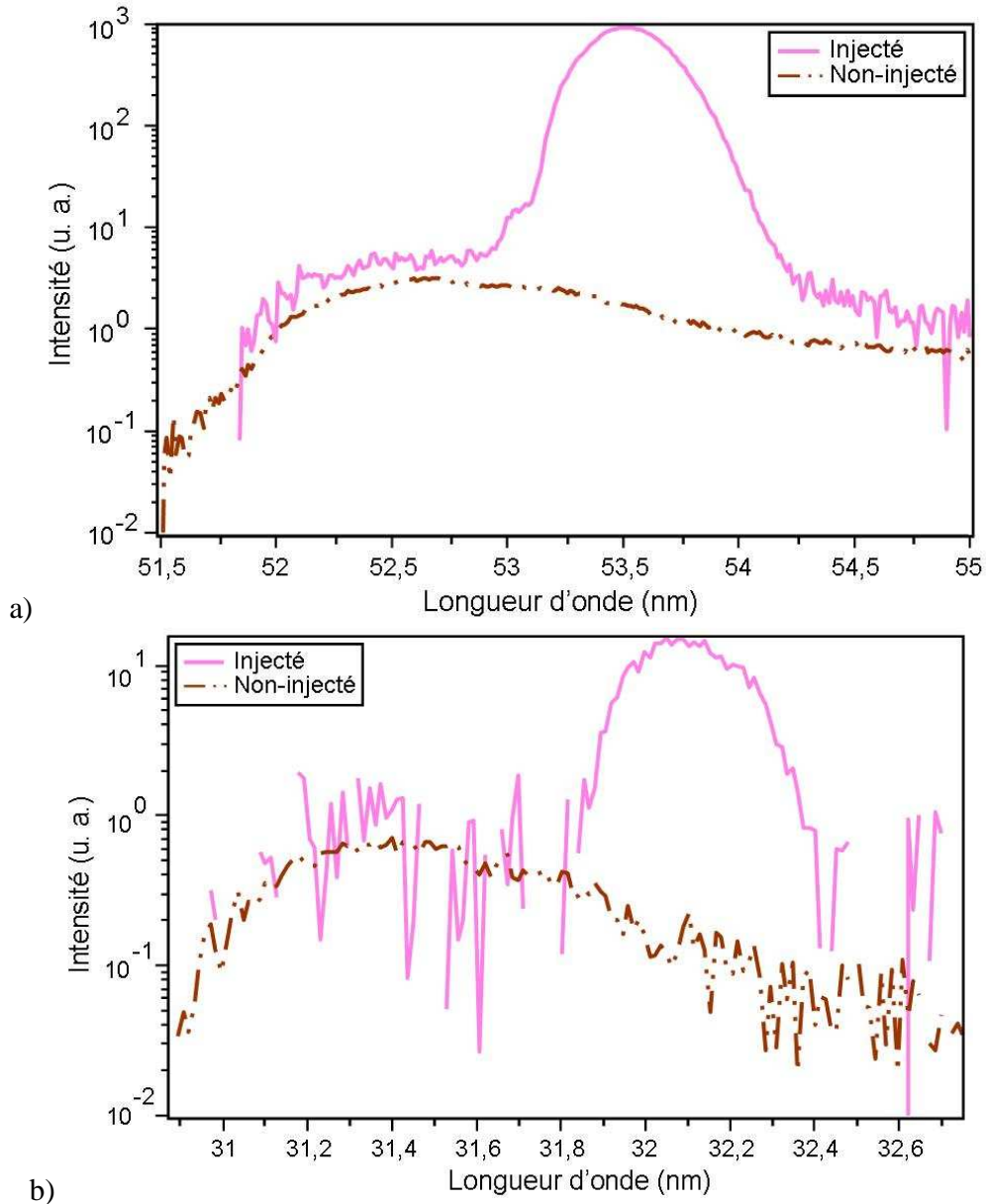


Figure VII-29- Spectres des harmoniques LELs non linéaires 3 (a, d'après la Figure VII-25) et 5 (b, d'après la Figure VII-26) en modes injecté (mono-impulsion) et non-injecté (10 impulsions moyennées). $g_1=3,549$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. a) $P_g=8$ V. Intervalle de 20 min entre les deux rayonnements LELs. b) $P_g=11$ V. Intervalle d'1 min entre les deux rayonnements LELs.

Le Tableau VII-10 résume les principales valeurs caractéristiques des différents rayonnements obtenus à la sortie de la première section d'onduleur. L'estimation de ces valeurs repose sur l'utilisation de la largeur spectrale relative expérimentale et sur la durée d'impulsion calculée avec PERSEO. Dépendant du Temps, pour une durée d'impulsion du faisceau harmonique injecté correspondant à la valeur déduite des spectres.

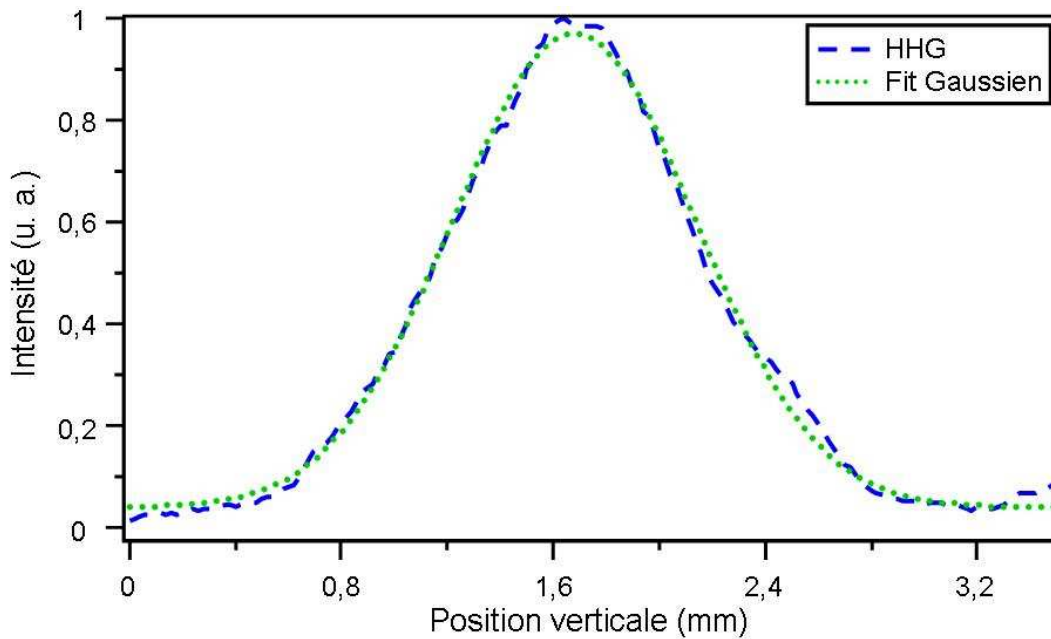
Tableau VII-10- Principales valeurs « expérimentales » calibrées des rayonnements à 160 nm, harmonique (HHG), LEL en mode injecté et non-injecté, et des harmoniques non linéaires 3 (54 nm) et 5 (32 nm) obtenues avec une section d'onduleur. $E_{impulsion}$ correspond à l'énergie par impulsion, $N_{ph/impulsion}$ au nombre de photons par impulsion, τ à la durée d'impulsion, P_c à la puissance crête, bw à la largeur spectrale relative à mi-hauteur (FWHM), Θ au flux spectral et Ξ à la brillance crête.

	HHG	Non-injecté	Injecté	Injecté	Injecté
λ_r (nm)	160	160	160	54	32
$E_{impulsion}$ (nJ)	0,48	0,10	$3,14 \cdot 10^2$	0,27	0,01
$N_{ph/impulsion}$ (10^9)	0,39	$8,28 \cdot 10^{-2}$	$2,53 \cdot 10^2$	$7,47 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-3}$
τ (fs, FWHM)	40	154	75	45	41
P_c (kW)	12,11	0,67	$4,19 \cdot 10^3$	6,11	0,27
bw (%)	0,54	0,54	0,46	0,76	0,84
Θ (10^{16} photons/(s.0,1%bw))	0,01	0,18	73,92	0,30	0,05
Ξ (10^{18} photons/(s.mrad ² .mm ² .0,1%bw))	0,02	0,28	116	0,30	0,02

VII.2.2.Distribution verticale

VII.2.2.i.Rayonnement fondamental

La Figure VII-30 présente les distributions verticales à 160 nm du faisceau harmonique et des rayonnements LELs en mode non-injecté et injecté, obtenus en n'utilisant que la première section d'onduleur.



a)

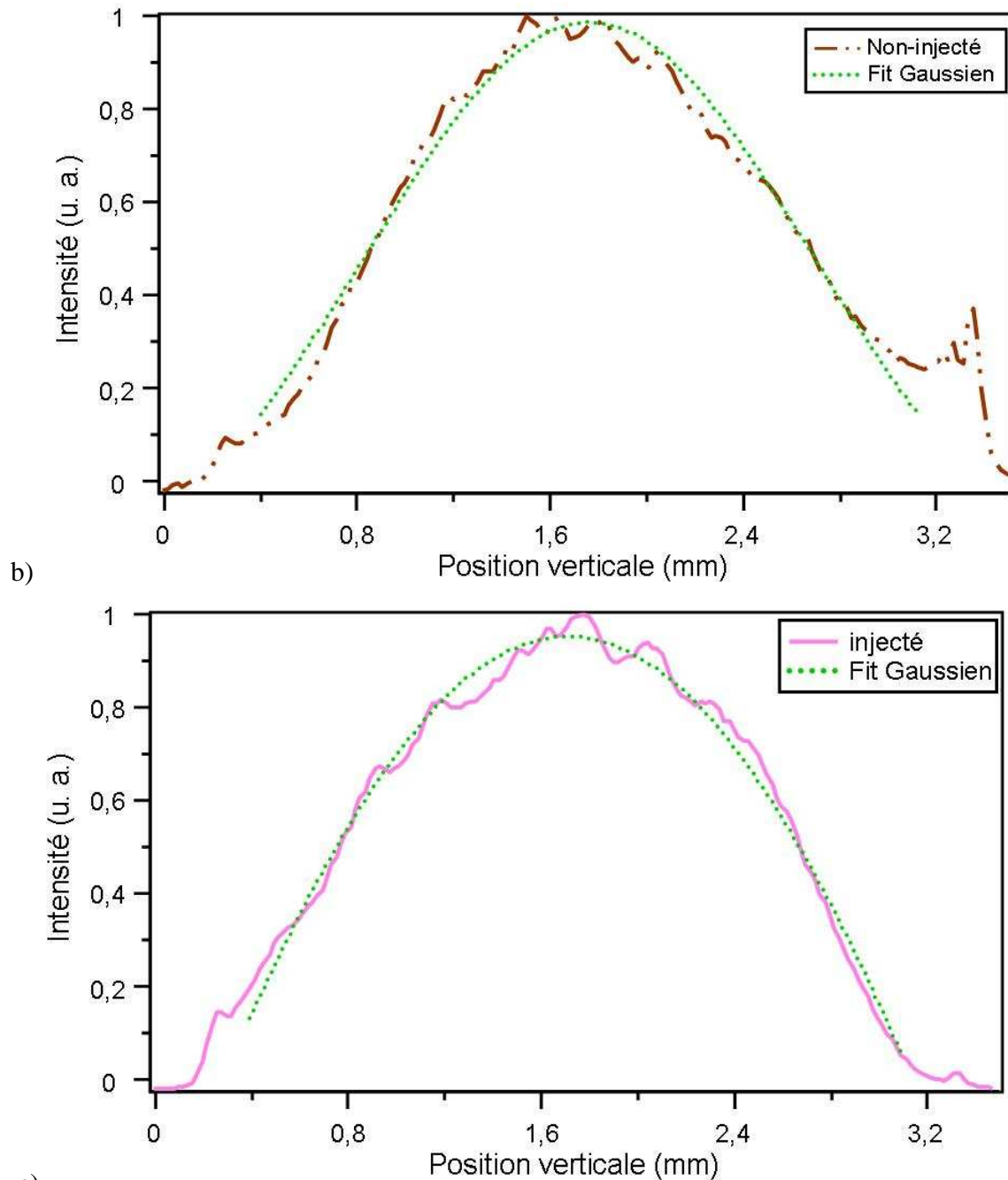


Figure VII-30- Profils verticaux des rayonnements à 160 nm et fits Gaussiens, d'après la Figure VII-24. a) mono-impulsion du faisceau harmonique, $P_g=9,5$ V. b) 10 impulsions LELs moyennées en mode non-injecté : $g_1=3,549$ mm. c) mono-impulsion LEL en mode injecté : $g_1=3,559$ mm et $P_g=8$ V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm.

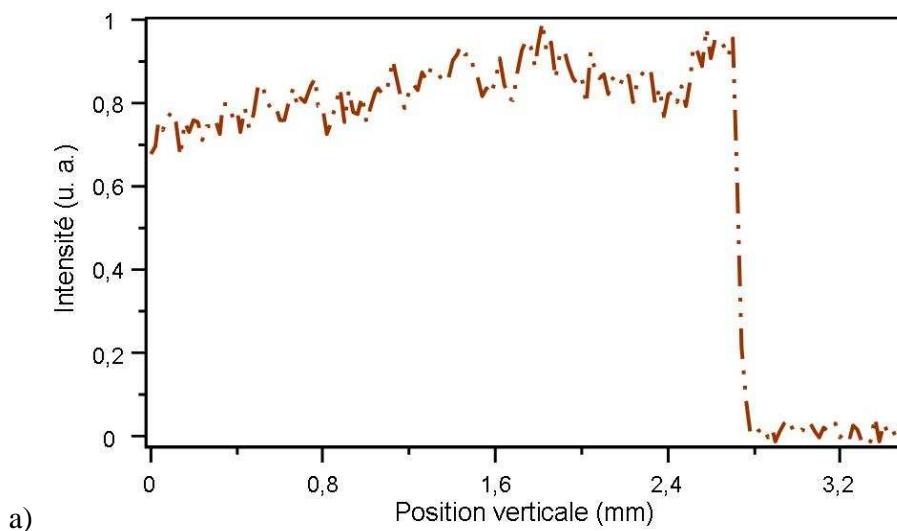
Chaque courbe exhibe une distribution quasi gaussienne, et notamment celle du rayonnement LEL en mode injecté qui est, dans cette bonne condition d'alignement vertical, une réplique quasi parfaite de celle du rayonnement LEL non-injecté moyennée sur 10 impulsions. La cohérence verticale est donc, a priori, préservée par rapport au mode non-injecté (le fait de

moyenner sur 10 impulsions le rayonnement en mode non-injecté peut élargir verticalement la distribution), mais n'est pas améliorée. On peut donc interpréter que ce mode non-injecté est bien du rayonnement SASE, connu pour être cohérent spatialement [37]-[39], mais qui n'est pas encore saturé à ce niveau.

VII.2.2.ii. Rayonnement harmonique LEL

Comme le suggéraient les images de la caméra CCD du spectromètre (Figure VII-25 a et Figure VII-26 a), l'intensité du rayonnement des harmoniques LELs non linéaires 3 et 5 en mode non-injecté est constante sur toute la partie observée de la distribution verticale (Figure VII-31 a et Figure VII-32 a) ; il est donc impossible d'estimer leur largeur à mi-hauteur respective. Une telle observation pourrait signifier que l'image observée au niveau du spectromètre n'est qu'une faible portion de l'ensemble de l'émission, ce qui impliquerait que la taille de ces harmoniques serait donc bien plus grande que celle du fondamental. Pourtant, théoriquement, les harmoniques non linéaires LELs sont générées dans l'onduleur à peu près au même endroit que le fondamental et leur divergence est inférieure ou égale à celle du fondamental. En effet, d'après l'équation (IV-14), la divergence du rayonnement produit par l'onduleur dépend de deux contributions : la divergence du faisceau d'électrons, indépendante de la longueur d'onde d'émission, et la divergence du rayonnement optique ($\lambda_r/2L_U$), qui diminue linéairement avec la longueur d'onde. L'effet observé reste donc inexpliqué.

En mode injecté (Figure VII-31 b et Figure VII-32 b), les distributions verticales des harmoniques LELs sont caractéristiques d'une émission hors axe [212]-[213] ; deux pics latéraux bien distincts d'intensité différente et variable, et dont la distribution est quasi gaussienne.



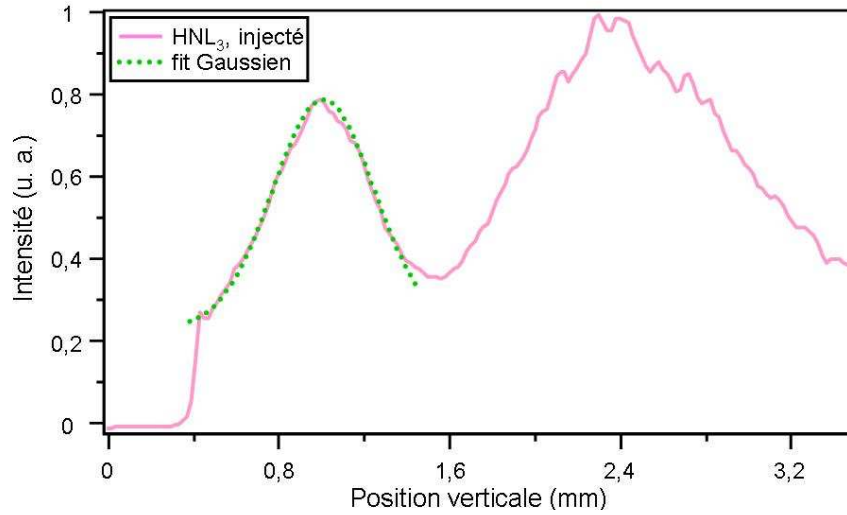
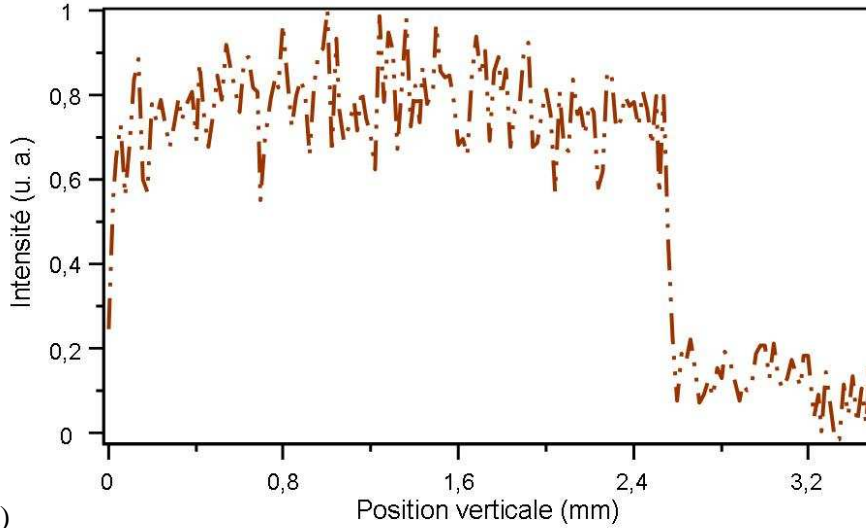
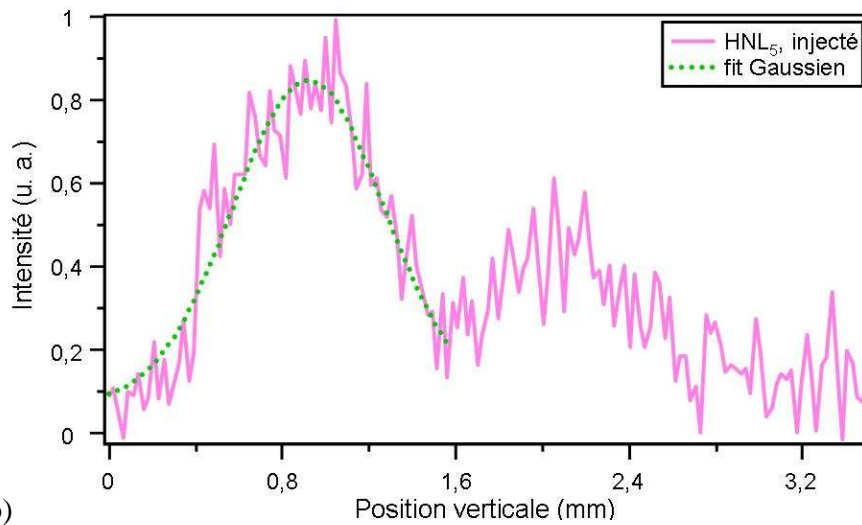


Figure VII-31- Profils verticaux des rayonnements des harmoniques LELs non linéaires 3 à 54 nm, d'après la Figure VII-25, et fits Gaussiens. $g_1=3,549$ mm. $P_g=8$ V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. a) mode non-injecté. Moyenné 10 fois. b) mono-impulsion en mode injecté.



a)



b)

Figure VII-32- Profils verticaux des rayonnements des harmoniques LELs non linéaires 5 à 32 nm, d'après la Figure VII-26, et fits Gaussiens. $g_1=3,549$ mm. $P_g=11$ V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. a) mode non-injecté. Moyenné 10 fois. b) mono-impulsion en mode injecté.

VII.2.3. Distribution spectrale

VII.2.3.i. Rayonnement fondamental

Alors que le mode non-injecté présente une distribution très élargie à la base, avec notamment la présence de pics caractéristiques du rayonnement SASE (Figure VII-33), la mono-impulsion obtenue en mode injecté révèle un profil bien défini, avec une forme quasi gaussienne, même si la base de la distribution est à nouveau étendue pour les grandes longueurs d'onde.

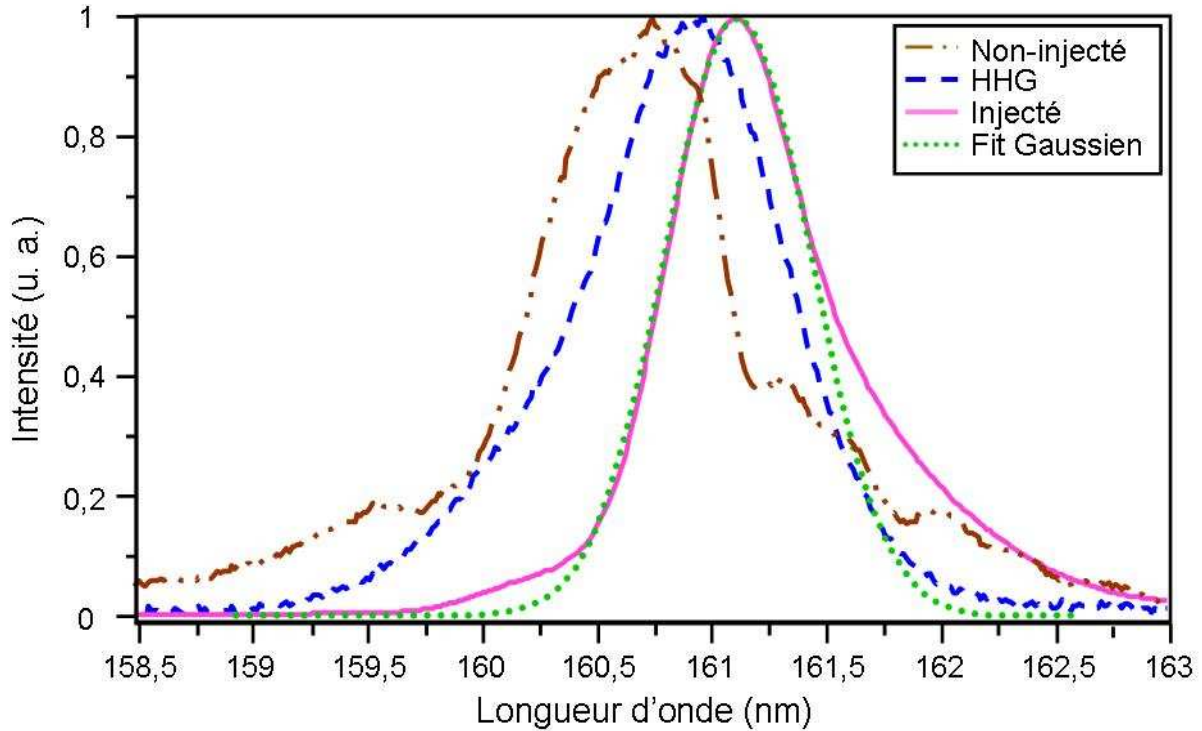


Figure VII-33- Spectres des émissions harmonique (mono-impulsion, $P_g=9,5$ V), LEL en mode injecté (mono-impulsion, $g_i=3,559$, $P_g=8$ V) et non-injecté (10 impulsions moyennées, $g_i=3,549$), d'après la Figure VII-24. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. Le rayonnement LEL en mode non-injecté a été mesuré environ 1 heure avant les deux autres émissions.

Preuve supplémentaire que le rayonnement en mode non-injecté est du rayonnement SASE, la largeur spectrale est en effet fortement diminuée par rapport à la première partie des résultats (section VII.1), où la brillance plus faible du faisceau d'électrons limitait la cohérence temporelle : soit 0,98 nm en mode SASE (Figure VII-33) et $\sim 1,5$ nm en émission spontanée (Figure VII-6).

A l'inverse, la largeur spectrale en mode injecté est légèrement augmentée (0,8 nm par rapport à 0,7 nm), ce qui signifie probablement que le rayonnement obtenu est plus proche de la saturation. Malgré cela -l'augmentation de la largeur spectral entraînant une légère baisse du temps de cohérence-, l'impulsion LEL en mode injecté reste, a priori, cohérente temporellement, car le temps de cohérence correspondant (~ 50 fs FWHM) reste de l'ordre de la durée de

l'impulsion obtenue par une simulation effectuée avec PERSEO Dépendant du Temps (75 fs FWHM ± 5 fs suivant le cas forte ou faible brillance, Tableau VII-10).

La diminution de la largeur spectrale en mode non-injecté combinée à l'augmentation de la largeur spectrale en mode injecté donne un facteur de réduction de la largeur spectrale par l'injection nettement moindre ($\sim 1,2$ par rapport à 2).

La longueur d'onde du rayonnement LEL en mode injecté est toujours nettement décalée vers le rouge par rapport à celle du mode non-injecté, soit +0,4 nm, i.e. de façon légèrement plus importante que précédemment (+0,3 nm, Figure VII-6), preuve d'un échange supplémentaire d'énergie avec le faisceau d'électrons. Ce phénomène est corroboré par l'augmentation du taux d'amplification.

La simulation du profil spectral de l'émission LEL en mode injecté, obtenue à la sortie de la première section d'onduleur (Figure VII-34), conduit à une largeur spectrale relative de 0,43 %, et une longueur d'onde de 161 nm, en très bon accord avec les résultats expérimentaux (0,46 %, 161,1 nm). L'élargissement sur le bord droit du spectre, limité par rapport aux résultats expérimentaux, est davantage visible pour le cas 1 : forte brillance-forte dispersion en énergie.

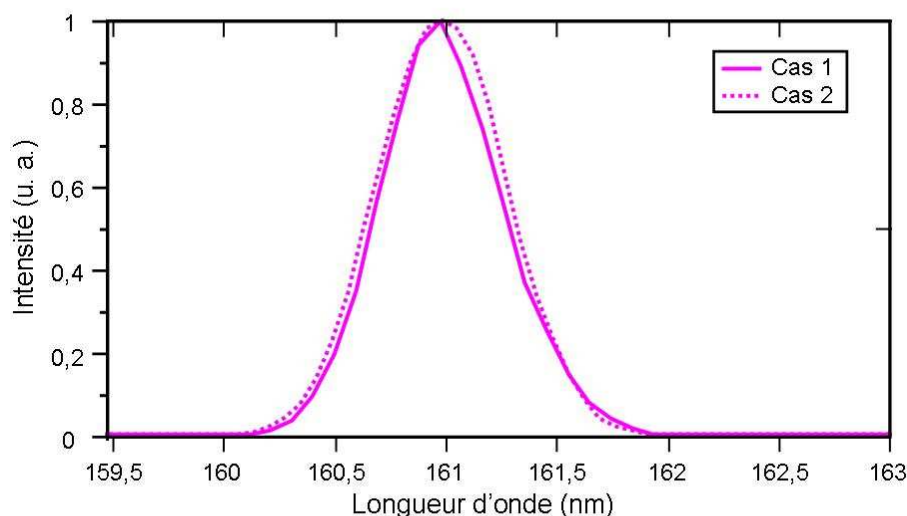


Figure VII-34- Spectres d'une mono-impulsion LEL en mode injecté, obtenus par deux simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps, pour les deux jeux de paramètres légèrement différents (cas n°1 : forte brillance-forte dispersion en énergie, et cas n°2 : faible brillance-faible dispersion en énergie), présentés dans le Tableau VII-9. Amplification dans une seule section d'onduleur.

VII.2.3.ii. Rayonnement harmonique LEL

La Figure VII-35 présente les spectres expérimentaux des harmoniques non linéaires 3, ainsi que les simulations correspondantes réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps pour le mode injecté.

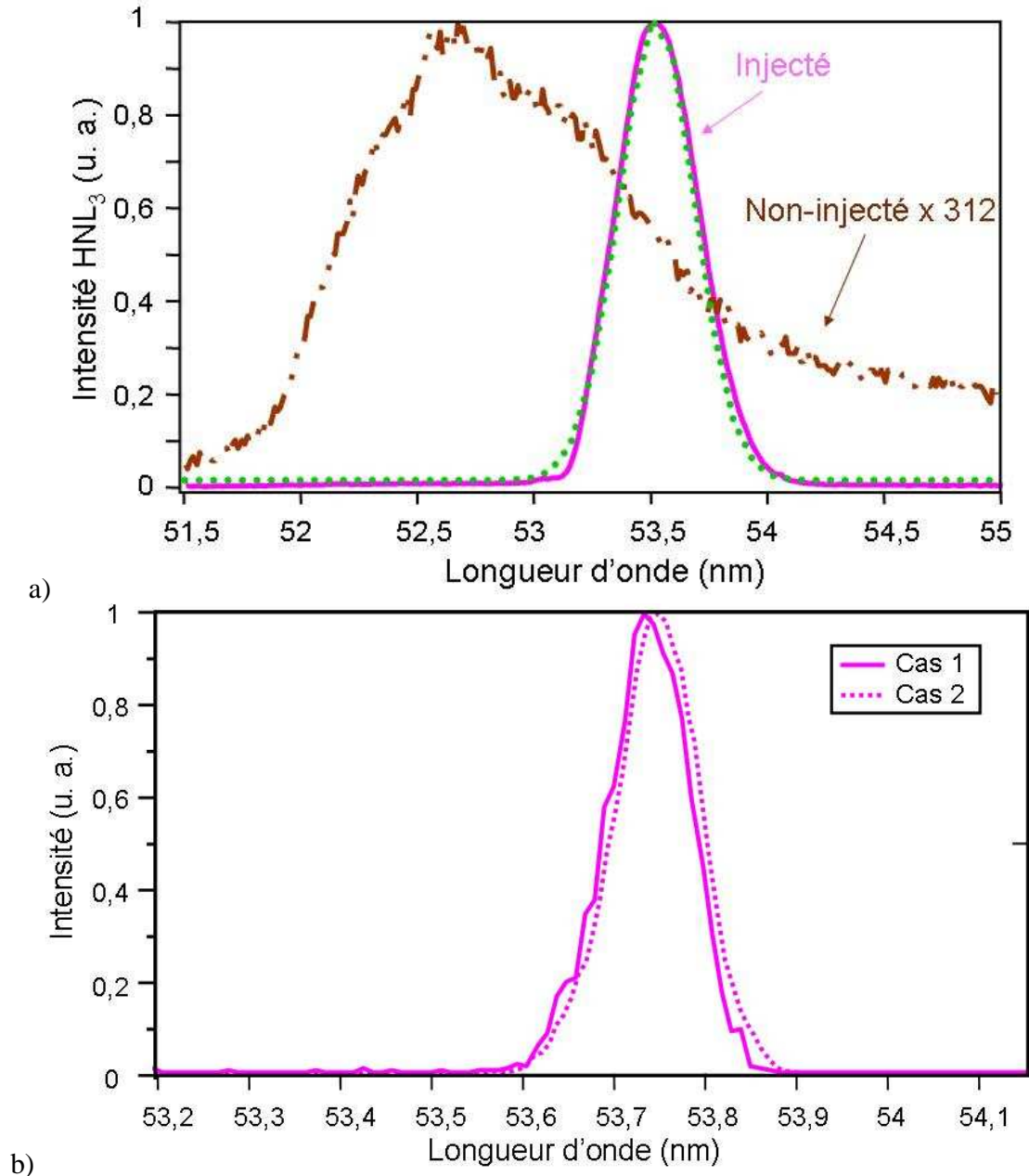


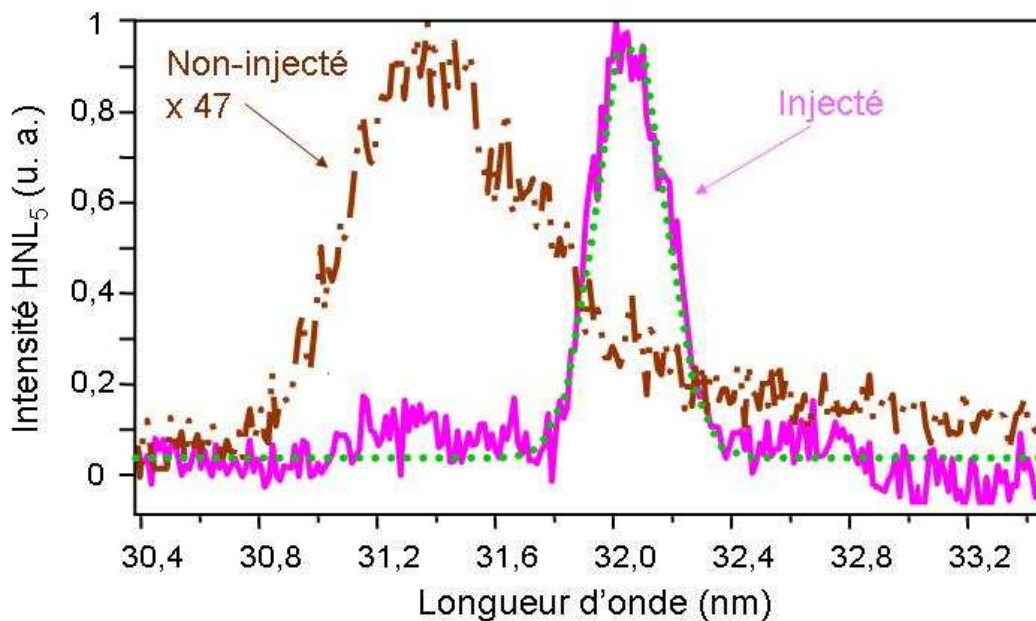
Figure VII-35- Spectres des émissions harmoniques LELs non linéaires 3. Amplification dans une seule section d'onduleur. a) cas expérimental : mode injecté (mono-impulsion) + fit Gaussien et non-injecté (10 impulsions moyennées), d'après la Figure VII-25. Le rayonnement LEL en mode non-injecté a été mesuré 20 min avant l'émission en mode injecté. $g_1=3,549$ mm. $P_g=8$ V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. b) mono-impulsion en mode injecté, obtenue par deux simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps, pour les deux jeux de paramètres légèrement différents (cas n°1 : forte brillance-forte dispersion en énergie, et cas n°2 : faible brillance-faible dispersion en énergie), présentés dans le Tableau VII-9.

L'effet de l'injection est clairement visible sur le profil de la distribution mesurée (Figure VII-35 a). D'abord, la distribution, qui devient quasi gaussienne, présente une largeur spectrale fortement réduite (facteur 4), et d'une manière encore plus marquée que pour le fondamental

(facteur 1,2 à 2). Dans le cas des harmoniques, le rayonnement en mode non-injecté étant uniquement de l'émission spontanée (et non du rayonnement SASE comme le fondamental), cela induit une largeur spectrale plus importante due à une cohérence très limitée. Ensuite, un décalage spectral vers le rouge très important est observé : +0,9 nm i.e. +2% contre +0,25% pour le fondamental.

Même si les deux cas simulés ici (Figure VII-35 b) sont très semblables en termes de longueur d'onde d'émission et de largeur spectrale, ils diffèrent légèrement par la forme de leur distribution, soit gaussienne et proche du cas expérimental, ou constituée de pics parasites, typiques d'un signal qui dépasse de peu le bruit du LEL. Par rapport aux résultats expérimentaux, les largeurs spectrales calculées sont assez nettement inférieures (facteur 4), ce qui indique probablement une cohérence temporelle expérimentale plus limitée, et les longueurs d'onde d'émission simulées sont légèrement supérieures (+0,2%). Les paramètres utilisés pour les simulations ne sont donc pas encore parfaitement optimums, même si le cas 2 (faible brillance-faible dispersion en énergie) paraît plus favorable.

D'après la Figure VII-36, des observations similaires peuvent être faites pour la 5^{ème} harmonique LEL. L'injection permet de réduire sensiblement la largeur spectrale relative par un facteur 3, même si celle-ci reste tout de même 9 fois plus grande que celle simulée. Le décalage vers le rouge expérimental, +0,75 nm, soit +2%, est donc du même ordre que pour l'harmonique LEL non linéaire 3, et est quasi équivalent à celui simulé (+2,2%). Dans le cas 1 (forte brillance-forte dispersion en énergie), la distribution bruitée est également davantage mise en évidence.



a)

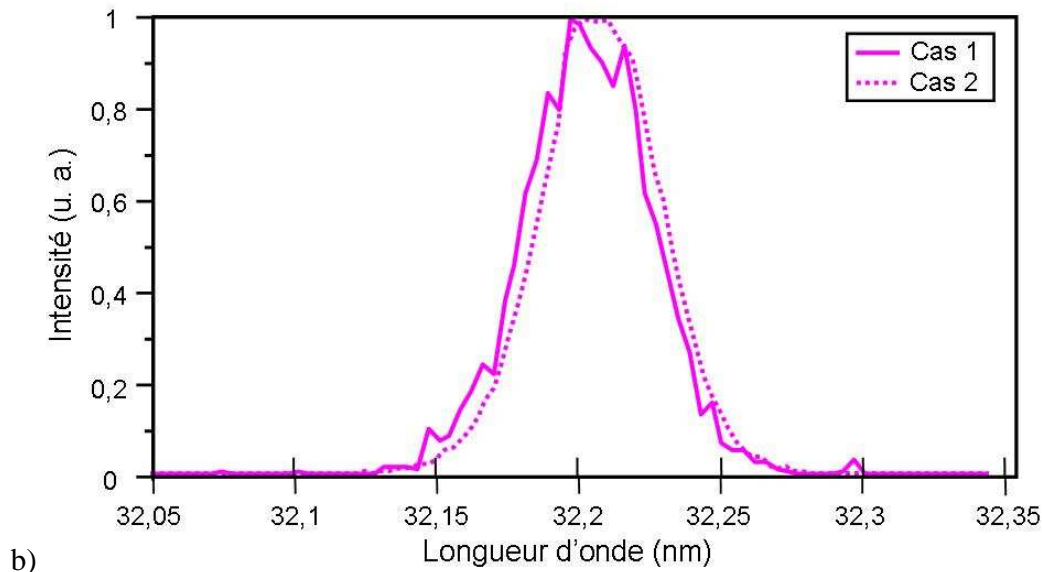
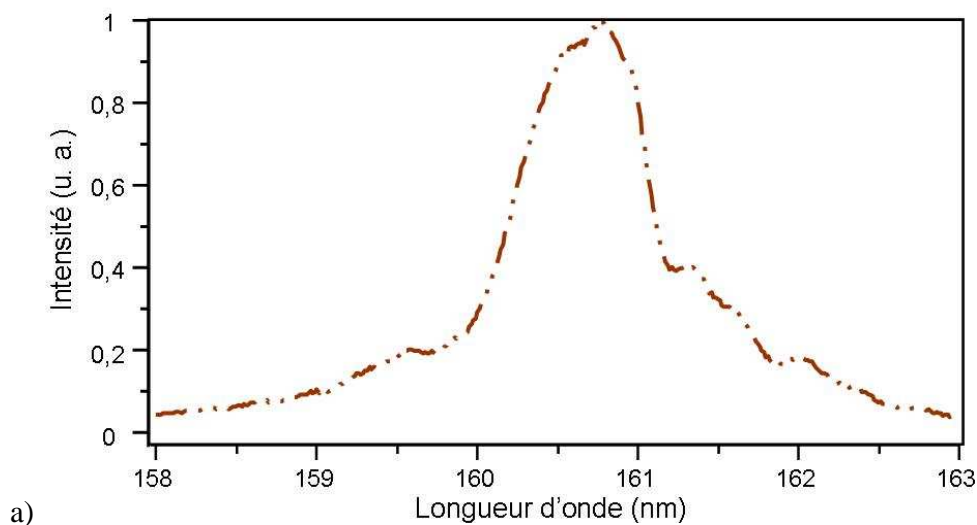


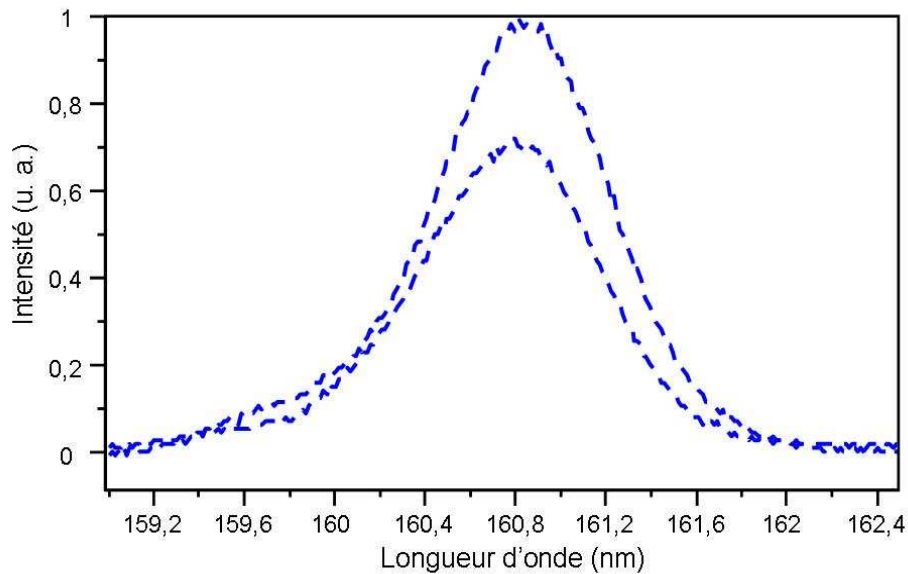
Figure VII-36- Spectres des émissions harmoniques LELs non linéaires 5. Amplification dans une seule section d'onduleur. a) cas expérimental : mode injecté (mono-impulsion) + fit Gaussien et non-injecté (10 impulsions moyennées), d'après la Figure VII-26. Intervalle d'1 min entre les deux émissions. $g_1=3,549$ mm. $P_g=11$ V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. b) mono-impulsion en mode injecté, obtenue par deux simulations réalisées avec PERSEO Dépendant du Temps, pour les deux jeux de paramètres légèrement différents (cas n°1 : forte brillance-forte dispersion en énergie, et cas n°2 : faible brillance-faible dispersion en énergie), présentés dans le Tableau VII-9.

VII.2.4. Variations tir à tir

VII.2.4.i. Rayonnement fondamental

Trop peu de données de la stabilité de la source harmonique (deux données) et du rayonnement LEL en mode non-injecté (une donnée) (Figure VII-37) sont malheureusement disponibles pour évaluer la stabilité du rayonnement LEL en mode injecté.





b)
Figure VII-37- Spectres des rayonnements LELs en mode non-injecté (a, moyenné sur 10 impulsions, $g_1=3,549$ mm) et harmonique (b, mono-impulsion, $P_g=9,5$ V, 1 minute entre les deux impulsions, paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm).

La Figure VII-38 montre que l'émission du rayonnement LEL en mode injecté est encore fortement instable à la fois au niveau de l'amplitude du rayonnement, ± 84 % de variation (Tableau VII-11), et de la longueur d'onde centrale d'émission, $161,116 \text{ nm} \pm 0,360 \text{ nm}$ (Tableau VII-12).

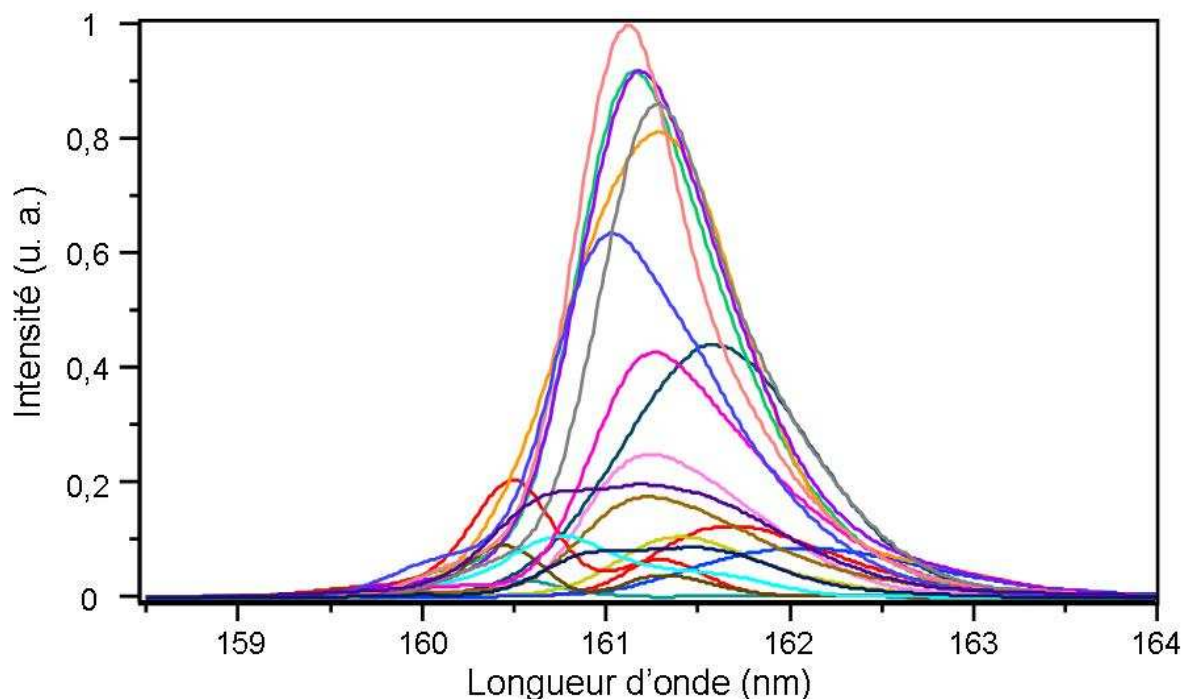


Figure VII-38- Variations tir à tir du rayonnement en mode injecté. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 15 min. $g_1=3,559$ mm et $P_g=8$ ou 11 V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm.

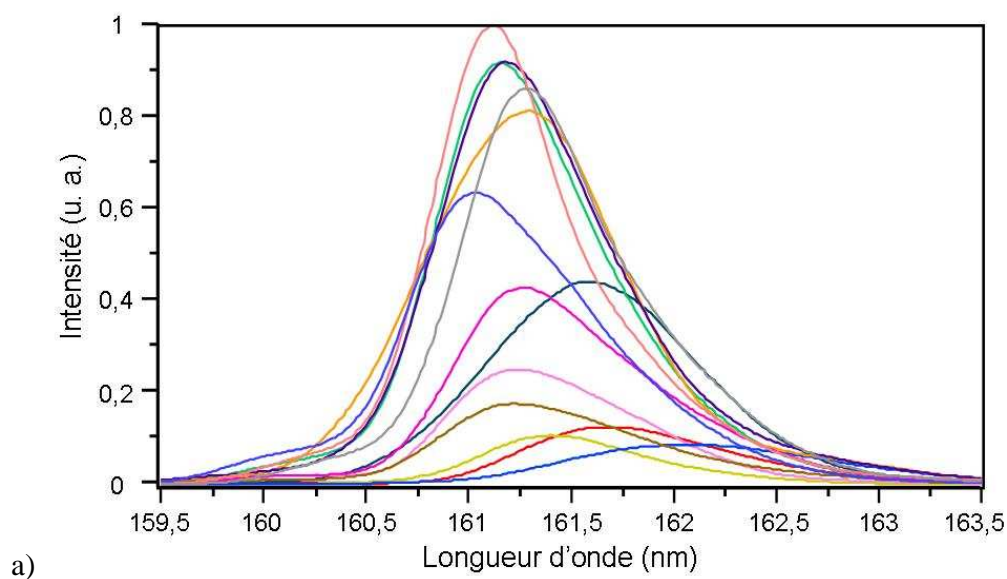
Tableau VII-11- Stabilité en amplitude des émissions harmonique (HHG), LEL en mode non-injecté et injecté (Figure VII-38). $\langle I_{max} \rangle$, $(I_{max})_{rms}$ et $(I_{max})\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %, de l'intensité d'un signal mesuré au maximal de l'émission. NM correspond à « Non Mesurable ». Alors que les valeurs présentées pour les rayonnements HHG et en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 10 fois.

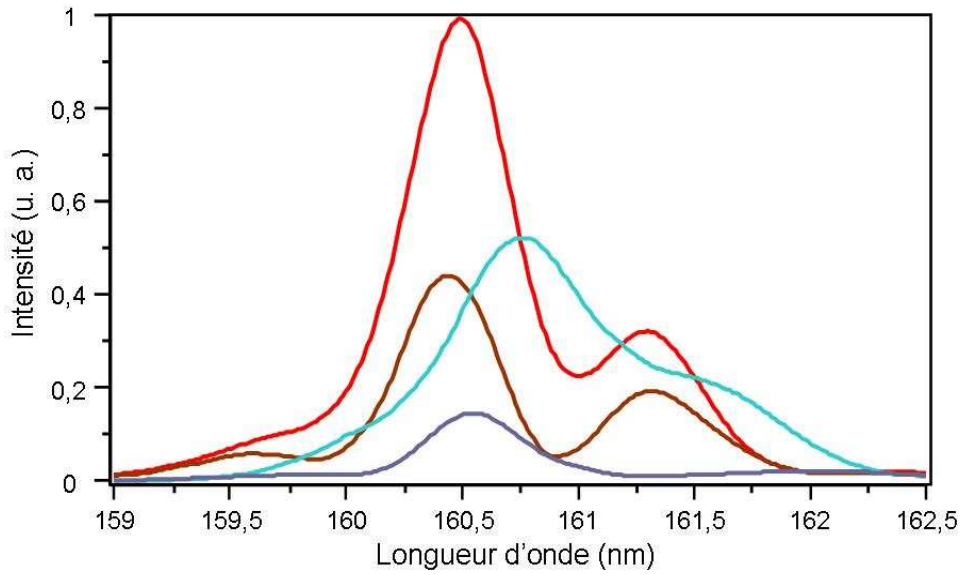
	$\langle I_{max} \rangle$ (u. a.)	$(I_{max})_{rms}$ (u. a.)	$(I_{max})\%$	Nombre de données
HHG	63,5	13,4	21,2	2
Non-injecté	128	NM	NM	1
Injecté	15107,2	12668,6	83,9	17

Tableau VII-12- Stabilité en longueur d'onde des émissions harmonique (HHG), LEL en mode non-injecté et injecté (Figure VII-38). $\langle \lambda \rangle$, $(\lambda)_{rms}$ et $(\lambda)\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. NM correspond à « Non Mesurable ». Alors que les valeurs présentées pour les rayonnements HHG et en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 10 fois.

	$\langle \lambda \rangle$ (nm)	$(\lambda)_{rms}$ (nm)	$(\lambda)\%$	Nombre de données
HHG	160,827	0,028	0,02	2
Non-injecté	160,748	NM	NM	1
Injecté	161,116	0,360	0,22	17

L'émission en mode injecté présente une forme spectrale qui varie toujours assez largement tir à tir, i.e. avec des spectres mono-pic à distribution quasi gaussienne (Figure VII-39 a), ainsi que des spectres à double pic (Figure VII-39 b).





b)
Figure VII-39- Variations tir à tir du rayonnement LEL en mode injecté. Amplification dans une seule section d'onduleur : $g_1=3,549$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=8$ ou 11 V. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 15 min. a) distribution mono-pic b) distribution double pic.

Même si la statistique est assez faible, les spectres à double pic sont près de 3 fois moins nombreux que dans la première partie des résultats, pour laquelle l'alignement vertical était fortement décalé vers le haut, soit 4 sur 17 (~23%) contre 7 sur 13 (~54%) ; l'amélioration du recouvrement vertical a permis de sélectionner davantage l'émission mono-pic.

La largeur spectrale relative est elle-aussi assez instable (Figure VII-40), et semble être à relier à une dépendance quasi linéaire avec la longueur d'onde d'émission. Ce phénomène peut être expliqué par la variation du pointé du rayonnement injecté. En effet, plus l'alignement est tilté par rapport à l'axe de l'onduleur, plus une partie importante de l'amplification se fait hors axe par rapport au faisceau d'électrons (théoriquement aligné avec l'axe de l'onduleur) et donc plus le rayonnement exhibe un spectre élargi et dont l'émission est décalée vers le rouge. Pour preuve, d'après la Figure VII-41, plus le pointé de l'émission LEL en mode injecté est décalé (position haute ou basse sur la caméra, la position de l'émission de l'onduleur sans injection étant 1,68 nm), plus la largeur spectrale de ces impulsions augmente. De plus, la Figure VII-39 b montre bien que l'élargissement spectral s'accompagne d'une baisse d'intensité (le tilt élevé diminue le recouvrement), et d'un décalage vers le rouge en longueur d'onde. Evidemment, la corrélation établie entre les variations de largeur spectrale, d'intensité, de décalage vers le rouge et de pointé est plus ou moins affectée par les autres variations de la source harmonique et des paramètres du faisceau d'électrons.

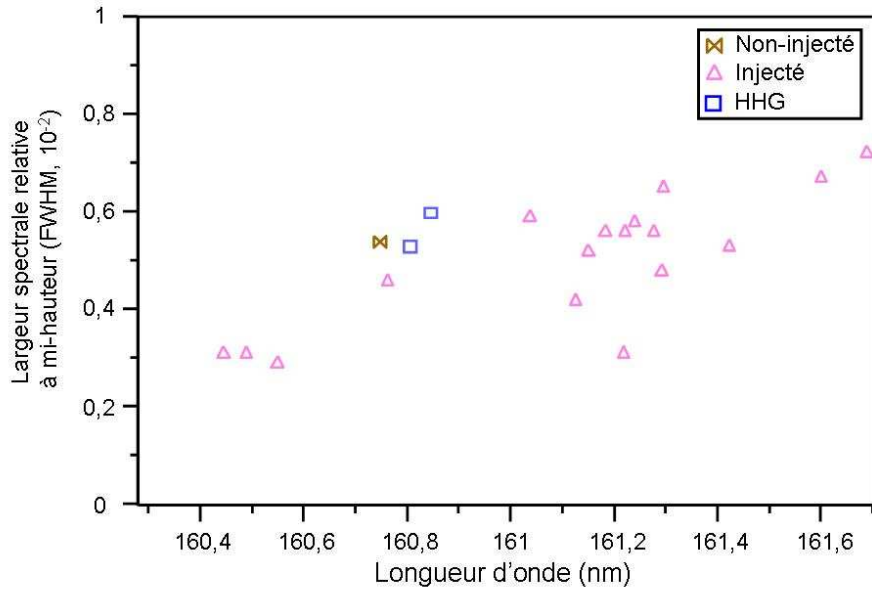


Figure VII-40- Evolution de la largeur spectrale relative à mi-hauteur (FWHM), en fonction de la longueur d'onde d'émission. $g_1=3,549$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=8$ et 11 V. Les données ont été enregistrées sur un intervalle d'environ une heure.

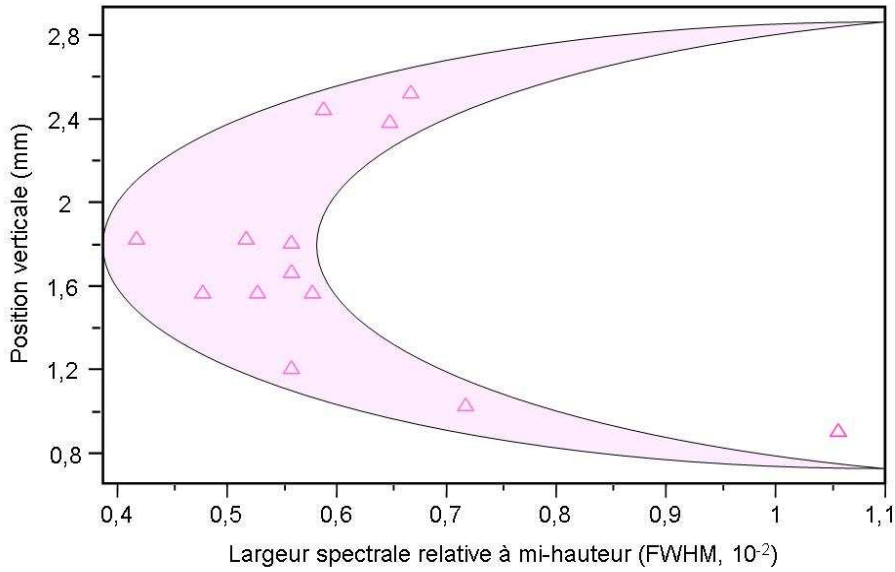


Figure VII-41- Evolution de la largeur spectrale relative à mi-hauteur (FWHM), en fonction du pointé vertical. $g_1=3,549$ mm. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=8$ et 11 V. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 15 min.

Comme l'émission LEL en mode injecté est bien symétrique (grâce à l'amélioration de l'alignement vertical), il est alors possible d'évaluer la largeur transverse à mi-hauteur. Le Tableau VII-13 montre que la stabilité est relativement bonne par rapport à celle du faisceau harmonique, pourtant calculée sur deux seuls points. Il est assez difficile de tirer une conclusion réelle quant à l'effet de l'injection sur la taille verticale, vu le peu de données disponibles en mode non-injecté (une seule en fait).

Tableau VII-13- Stabilité en largeur verticale à mi-hauteur des émissions harmonique (HHG), LEL en mode non-injecté et injecté. $\langle \Delta y \rangle$, $(\Delta y)_{rms}$ et $(\Delta y)\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. NM correspond à « Non Mesurable ». Alors que les valeurs présentées pour les rayonnements HHG et en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 10 fois.

	$\langle \Delta y \rangle$ (mm)	$(\Delta y)_{rms}$ (mm)	$(\Delta y)\%$	Nombre de données
HHG	1,900	0,537	28,28	2
Non-injecté	1,68	NM	NM	1
Injecté	2,034	0,498	24,51	17

La Figure VII-42 donne une vue d'ensemble du pointé des différents rayonnements à 160 nm au niveau de la caméra CCD du spectromètre, obtenus pour les deux parties des résultats.

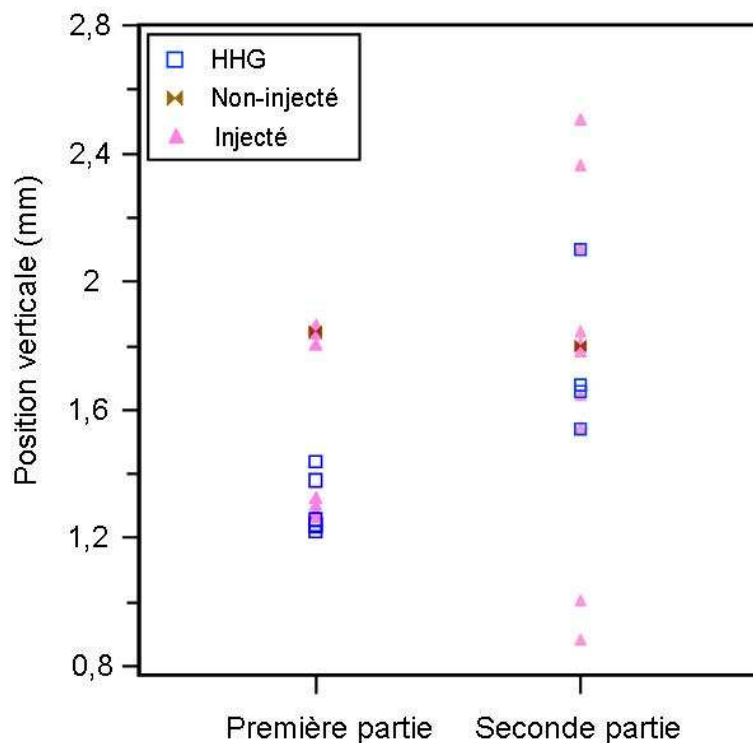


Figure VII-42- Evolution de la stabilité du pointé des rayonnements harmonique, LEL en mode injecté et non-injecté, au niveau de la caméra CCD du spectromètre pour la première et la seconde partie du chapitre de résultats.

Deux différences majeures sont mises en lumière. D'abord, l'alignement vertical de la source harmonique est clairement meilleur dans la seconde partie ; la position moyenne de pointé de cette source, 1,88 mm, est très proche de celle du rayonnement LEL en mode non-injecté, 1,80 mm. En réponse à ce bon alignement, la position moyenne du pointé LEL en mode injecté est très proche de cette dernière, soit 1,74 mm. En supposant que l'alignement transverse horizontal est

également bon et que le décalage vertical mesuré en ce point est constant sur toute la longueur d'interaction entre le faisceau d'électrons et le faisceau harmonique, le facteur de recouvrement est donc optimal ($F_f=0,3$) et aucune correction supplémentaire n'est à ajouter pour prendre en compte le désalignement. Ensuite, la stabilité de pointé du rayonnement LEL en mode injecté est assez mauvaise, soit $\pm 0,467$ mm rms (19 données) et est même moins bonne que pour la première partie des résultats, soit $\pm 0,295$ mm (13 données). Cette instabilité peut probablement être reliée à celle de la source harmonique : $\pm 0,311$ mm rms, même si celle-ci n'est ici estimée que pour 5 données.

La Figure VII-43 présente maintenant la stabilité de pointé plus détaillée des mono-impulsions consécutives du rayonnement LEL en mode injecté. L'analyse de la position verticale du faisceau semblerait indiquer que trois zones peuvent être distinguées : une zone centrale autour de 1,7 mm et deux autres situées à égale distance ($\pm 0,75$ mm) soit à 2,45 mm et 0,95 mm.

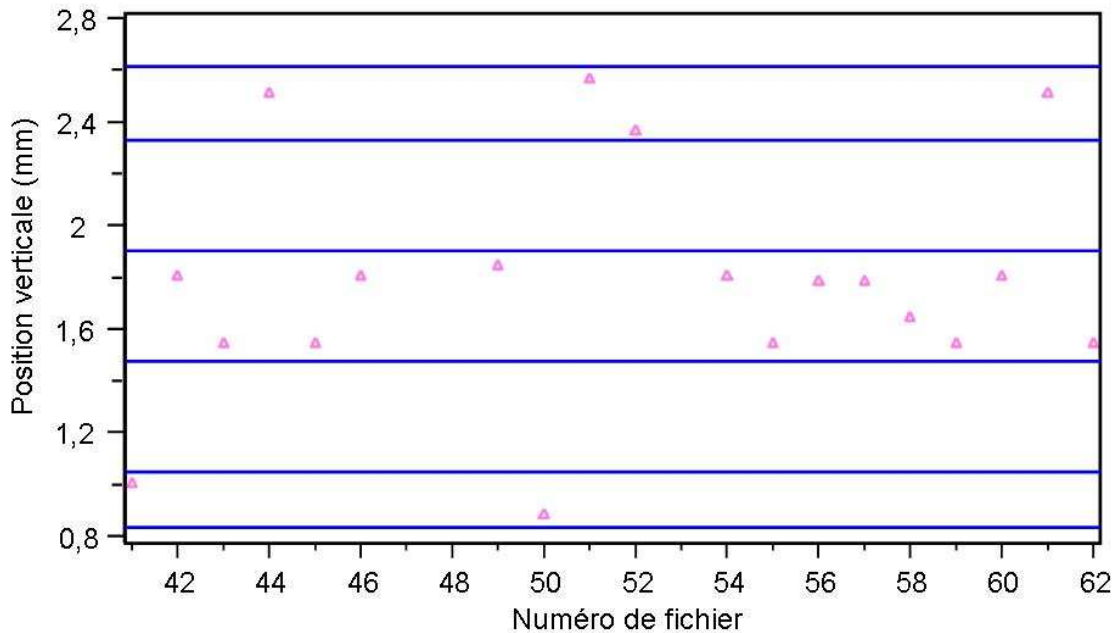


Figure VII-43- Stabilité du pointé des mono-impulsions LELs en mode injecté, au niveau de la caméra CCD du spectromètre. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 20 min. $g_1=3,549$ mm. $P_g=8$ ou 11 V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm.

La zone centrale est celle qui contient le plus de points car elle correspond à un alignement vertical quasi parfait avec le faisceau d'électrons. Dans cette zone sont pourtant regroupés les deux types de distributions observées, majoritairement mono-pic (Figure VII-44 a), mais également double pic (Figure VII-44 d). La distribution en double pic pourrait s'interpréter par l'émission d'un mode laser hors axe, non plus dû à un désalignement vertical, mais horizontal. En effet, si l'alignement horizontal n'est pas parfaitement optimum (nous n'avons aucun moyen

ici de le vérifier), les fortes instabilités de pointé entraînent des positions limites de recouvrement entraînant l'émission des deux modes laser.

Les deux autres zones correspondent à des pointés extrêmes de la génération d'harmonique, causés par un tilt important de ce rayonnement en vertical (Figure VII-44 b : faisceau harmonique incliné vers le bas et Figure VII-44 c : faisceau harmonique incliné vers le haut).

Des simulations avec GENESIS devraient permettre de montrer l'ensemble de ces effets de désalignement.

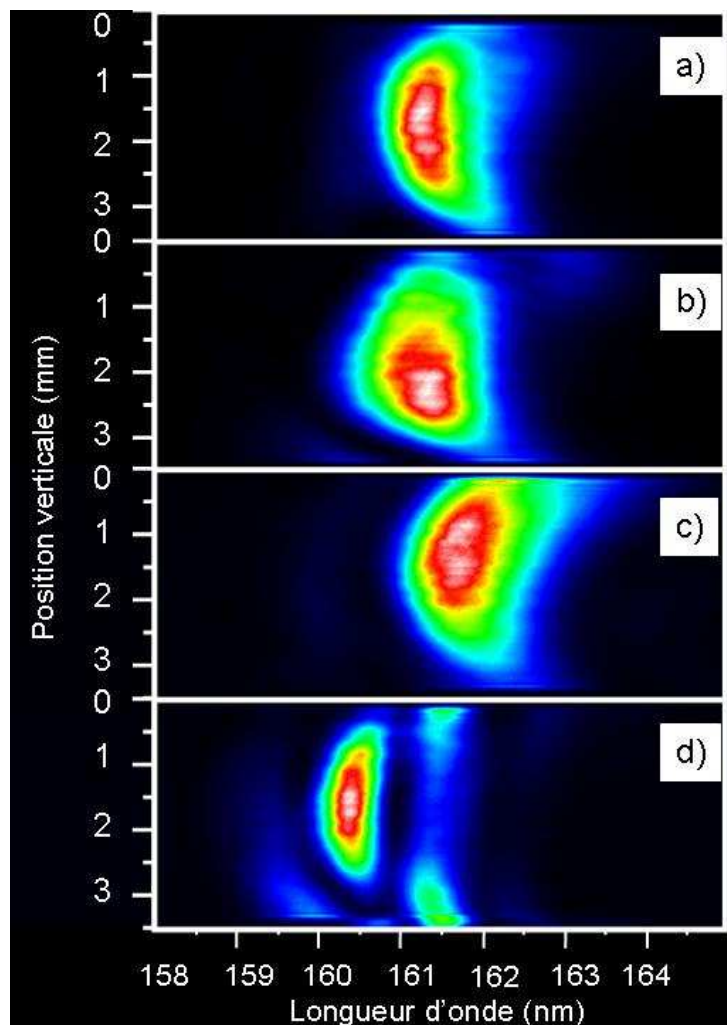


Figure VII-44- Images de mono-impulsions LELs en mode injecté, obtenues au niveau de la caméra CCD du spectromètre, montrant une relation directe entre le pointé et le spectre d'émission. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. $P_g=8$ ou 11 V. a) émission d'un mode laser plein axe : bon alignement probable en horizontal et alignement quasi parfait en vertical. b) émission d'un mode laser hors axe : bon alignement probable en horizontal et léger désalignement en vertical (faisceau incliné vers le bas). c) émission d'un mode laser hors axe : bon alignement probable en horizontal et léger désalignement en vertical (faisceau incliné vers le haut). d) deux modes laser émis : un plein axe dû à un alignement vertical quasi parfait mais également un hors axe dû à un désalignement horizontal probable.

VII.2.4.ii. Rayonnement harmonique LEL

La Figure VII-45a présente les distributions spectrales de l'émission de l'harmonique non linéaire 3 en mode non-injecté, i.e. l'harmonique 3 de l'émission spontanée. Même si assez peu de données sont disponibles (3 dans ce cas), la stabilité semble assez limitée en intensité (Tableau VII-14) : $\pm 36\%$, mais est plutôt bonne en longueur d'onde d'émission (Tableau VII-15) : $52,73 \text{ nm} \pm 0,07 \text{ nm}$.

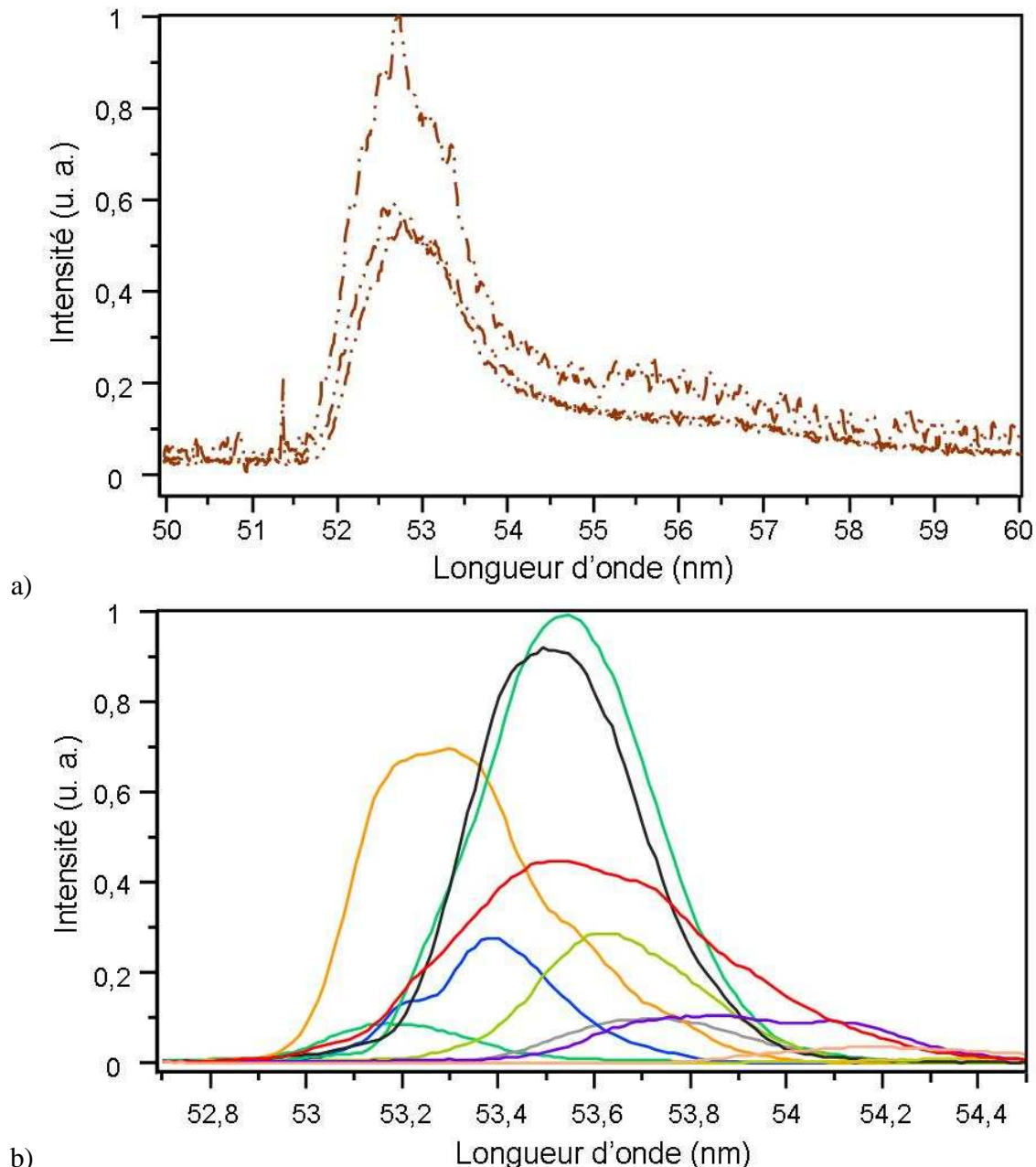


Figure VII-45- Variations du rayonnement de l'harmonique non linéaire 3. $g_1=3,549 \text{ mm}$. a) Mode non-injecté. La courbe la plus intense est une mono-impulsion lissée 3 fois, les deux autres sont moyennées 10 fois et lissées 1 fois. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 3 min. b) Mono-impulsion en mode injecté. $P_g=8$ à 11 V . Paramètres laser : $E_{\text{impulsion}}=19 \text{ mJ}$ et $\Phi=21 \text{ mm}$. L'ensemble des données a été acquis en 20 min.

Le rayonnement de l'harmonique LEL non linéaire 3 en mode injecté (Figure VII-45b) est très instable en terme d'amplitude, soit $\pm 83\%$ (Tableau VII-14), cette valeur étant quasi identique à celle obtenue pour le fondamental, soit $\pm 84\%$ (Tableau VII-11). La longueur d'onde d'émission, $53,55 \pm 0,30$ nm soit $\pm 0,55\%$, varie de façon bien plus importante que celle du fondamental, soit $\pm 0,22\%$.

Tableau VII-14- Stabilité tir à tir en amplitude des différents rayonnements harmoniques non linéaires (Figure VII-45 et Figure VII-46). $\langle I_{\max} \rangle$, $(I_{\max})_{\text{rms}}$ et $(I_{\max})\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %, de l'intensité d'un signal mesuré au maximal de l'émission. Alors que les valeurs présentées pour les rayonnements en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 10 fois.

	HNL	$\langle I_{\max} \rangle$ (u. a.)	$(I_{\max})_{\text{rms}}$ (u. a.)	$(I_{\max})\%$	Nombre de données
Non-injecté	3	42,3	15,3	36,16	3
	5	7,5	0,7	9,43	2
Injecté	3	388,5	323,7	83,31	9
	5	14,7	2,3	15,75	3

Tableau VII-15- Stabilité en longueur d'onde des différents rayonnements harmoniques non linéaires (Figure VII-45 et Figure VII-46). $\langle \lambda \rangle$, $(\lambda)_{\text{rms}}$ et $(\lambda)\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. Alors que les valeurs présentées pour les rayonnements en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 10 fois.

	HNL	$\langle \lambda \rangle$ (nm)	$(\lambda)_{\text{rms}}$ (nm)	$(\lambda)\%$	Nombre de données
Non-injecté	3	52,73	0,07	0,13	3
	5	31,39	0,01	0,05	2
Injecté	3	53,55	0,30	0,55	9
	5	32,00	0,14	0,43	3

D'après la Figure VII-45 b, le maximum d'émission du rayonnement en mode injecté s'accompagne de la forme gaussienne la plus pure et se situe parfaitement au milieu de la distribution. Quand la longueur d'onde d'émission augmente, le profil s'écrase et la largeur à mi-hauteur augmente, comme cela a été observé pour le rayonnement fondamental. Ce phénomène est donc probablement relié également aux conditions d'alignement des faisceaux.

Le décalage spectral vers le rouge est toujours aussi présent (+0,8 nm), preuve d'une bonne amplification obtenue grâce à l'injection.

L'harmonique non linéaire 5 réitère toutes ces observations : moins bonne stabilité générale du rayonnement LEL avec injection, mais meilleure pureté de forme gaussienne et décalage spectral vers le rouge.

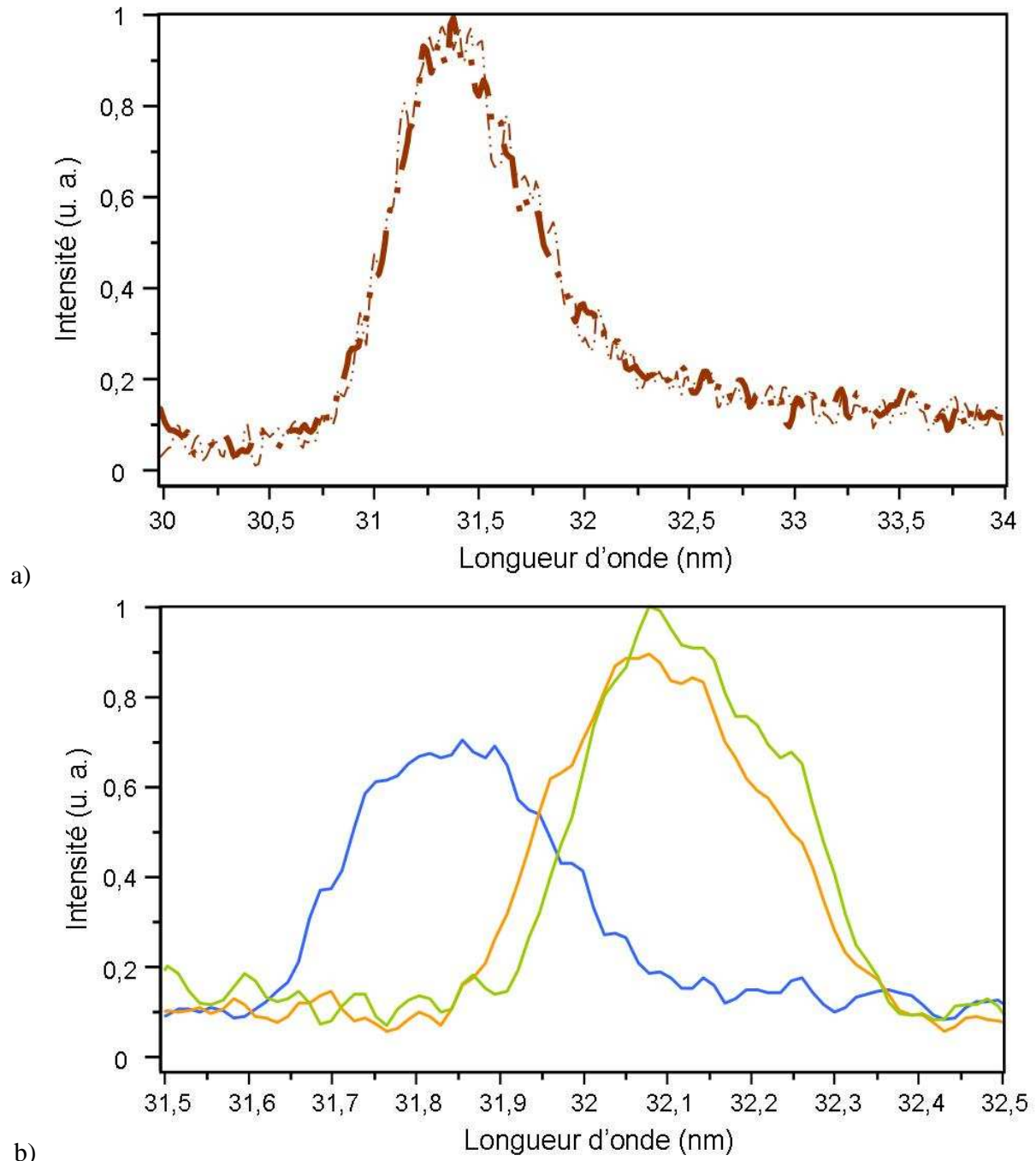


Figure VII-46- Variations du rayonnement de l'harmonique non linéaire 5. $g_1=3,549$ mm. a) Mode non-injecté. Les courbes ont été moyennées 10 fois et lissées 2 fois. Les données ont été enregistrées sur un intervalle de 1 min. b) Mono-impulsion en mode injecté. Courbes lissées 1 fois. $P_g=11$ V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. L'ensemble des données a été acquis en 1 min.

Le Tableau VII-16 et la Figure VII-47 présentent l'évolution de la largeur spectrale relative à mi-hauteur des harmoniques non linéaires 3 et 5 (avec le rayonnement fondamental comme comparaison visuelle). L'injection permet de réduire clairement la largeur spectrale relative, respectivement 3,75 fois et 2,38 fois.

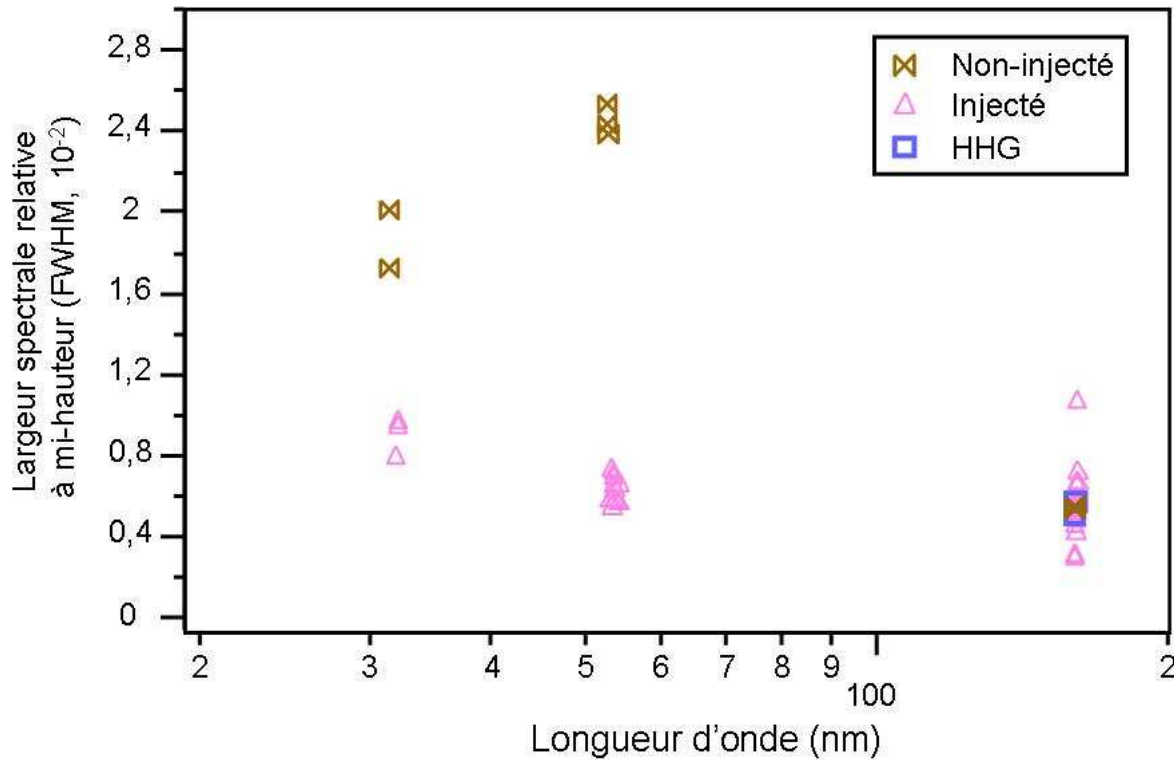


Figure VII-47- Evolution de la largeur spectrale relative à mi-hauteur pour les différents rayonnements, en fonction de la longueur d'onde d'émission. $g_1=3,549$ mm. $P_g=8$ à 11 V. Paramètres laser : $E_{impulsion}=19$ mJ et $\Phi=21$ mm. Les données ont été enregistrées sur un intervalle d'environ une heure.

Tableau VII-16- Stabilité en largeur spectrale relative à mi-hauteur des différents rayonnements harmoniques non linéaires (Figure VII-45 et Figure VII-46). $\langle \Delta\lambda \rangle$, $(\Delta\lambda)_{rms}$ et $(\Delta\lambda)\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. Alors que les valeurs présentées pour les rayonnements en mode injecté sont des données tir à tir, celles obtenues en mode non-injecté sont moyennées 10 fois.

	HNL	$\langle \Delta\lambda \rangle$ (10 ⁻² nm)	$(\Delta\lambda)_{rms}$ (10 ⁻² nm)	$(\Delta\lambda)\%$	Nombre de données
Non-injecté	3	2,45	0,08	3,26	3
	5	1,86	0,24	10,96	2
Injecté	3	0,64	0,06	10,17	9
	5	0,90	0,10	10,82	3

A ces largeurs spectrales correspondent, dans la limite de Fourier, des temps de cohérence qui sont présentés dans le Tableau VII-17. On rappelle que les calculs de temps de cohérence sont basés sur plusieurs hypothèses. D'abord, le rayonnement LEL en mode injecté, correspondant, dans certains cas, non à des mono-impulsions, mais à plusieurs impulsions accumulées, on suppose que l'enveloppe globale observée, qui s'éloigne d'ailleurs fortement d'une distribution Gaussienne, n'a pas été trop élargie spectralement lors de l'accumulation des images sur la CCD. On suppose de plus que les mono-impulsions mesurées, à la fois LELs et harmonique, n'ont pas été élargie par un autre effet quel qu'il soit.

Dans ces conditions, les temps de cohérence du rayonnement des harmoniques LELs en mode injecté sont très courts, soit 5 à 10 fs FWHM. Pourtant, d'après les simulations, les durées d'impulsion calculées des harmoniques LELs non linéaires 3 et 5 sont de l'ordre de 40 fs FWHM (Tableau VII-2). On peut donc conclure que soit les mono-impulsions observées sont moins bien cohérentes temporellement que ne l'est le rayonnement fondamental, ou que les spectres harmoniques ont été élargis lors de l'amplification (Figure VII-47). Cette dernière hypothèse est pleinement vérifiée comme l'attestent la Figure VII-35 et la Figure VII-36, étudiées précédemment, qui présentent les spectres des mono-impulsions expérimentales et simulées.

Tableau VII-17- Stabilité en cohérence temporelle des émissions harmonique (HHG), LEL en mode non-injecté et injecté avec une section d'onduleur et pour le rayonnement fondamental ainsi que pour les harmoniques non linéaires 3 et 5. $\langle t_{coh.} \rangle$, $(t_{coh.})_{rms}$ et $(t_{coh.})\%$ correspondent respectivement aux valeurs moyennes, rms et à la variation en %. NM correspond à « Non Mesurable ». Le temps de cohérence de chaque impulsion est estimé pour des impulsions limitées par transformée de Fourier (équation (V-1)), d'après les valeurs mesurées de la largeur spectrale relative, qui sont présentées pour le fondamental sur la Figure VII-40, et pour les harmoniques non linéaires LELs dans le Tableau VII-16.

		$\langle t_{coh.} \rangle$ (fs, FWHM)	$(t_{coh.})_{rms}$ (fs)	$(t_{coh.})\%$	Nombre de données
160 nm	Non-injecté	44	NM	NM	1
	Injecté	48,1	16,2	33,67	17
	HHG	41,8	3,5	8,47	2
HNL ₃	Non-injecté	3,2	0,1	3,28	3
	Injecté	12,5	1,3	10,25	9
HNL ₅	Non-injecté	2,5	0,3	11,97	2
	Injecté	5,3	0,6	11,02	3

VII.2.5. Conclusions

L'amélioration notable des recouvrements vertical et spectral des faisceaux harmonique et d'électrons, associée à une brillance plus élevée du faisceau d'électrons, a permis d'amplifier de façon très importante le rayonnement HHG injecté, soit par un facteur 500. Cette amplification s'est accompagnée de la génération de rayonnements intenses correspondant aux harmoniques LELs non linéaires 3, à 54 nm et 5 à 32 nm.

Grâce à l'optimisation de l'alignement vertical, les distributions verticales du rayonnement LEL à 160 nm en mode injecté sont quasi gaussiennes, et sont l'image du rayonnement SASE ; la cohérence transverse du rayonnement SASE est donc préservée, mais n'est, a priori, pas améliorée. De plus, les distributions spectrales présentent majoritairement un seul pic d'émission de forme gaussienne également. Les impulsions générées sont cohérentes temporellement et ont des durées de l'ordre de 50 fs FWHM. Pourtant, les spectres restent affectés par les instabilités des différentes sources. Même pour un désalignement limité, certains spectres mono-pic exhibent un décalage vers le rouge supplémentaire de leur distribution, qui est alors élargie et d'intensité réduite.

Les harmoniques LELs produites en mode injecté présentent également des distributions spectrales quasi gaussiennes, mais celles-ci sont élargies nettement par rapport à celles obtenues dans les simulations réalisées avec le code PERSEO Dépendant du Temps. En fait, alors que les simulations effectuées pour le rayonnement fondamental sont conformes aux résultats à la fois spectralement et en énergie par impulsion, celle obtenues pour les harmoniques LELs non linéaires diffèrent sensiblement. Les paramètres du faisceau d'électrons, connus avec une précision limitée, et utilisés pour les simulations, ne sont donc pas encore optimaux.

Maintenant que l'injection d'un LEL par des harmoniques produites dans les gaz a été démontrée pour les ordres faibles, il est primordial que ce concept soit validé pour l'ensemble du spectre harmonique, c'est à dire pour les harmoniques d'ordre élevée du plateau, car leur comportement peut être assez différent. En fait, les propriétés de phase de ces harmoniques d'ordre élevé, qui vont assurément jouer un rôle majeur dans l'efficacité de l'amplification, ne devraient pas se détériorer dramatiquement par rapport à celles des harmoniques d'ordre faible. Les distorsions de phase peuvent être réduites en choisissant une énergie du laser de génération adaptée et en effectuant un contrôle actif des impulsions de ce laser (mise en forme spatiale/spectrale [214]). Une prochaine expérience est donc prévue en 2008 sur le LEL du prototype de l'accélérateur SCSS, qui vise à amplifier un rayonnement harmonique du plateau à

60 nm (13^{ème} harmonique), ce qui permettra d'utiliser l'énergie maximale du faisceau d'électrons, soit 250 MeV.

Pour cela, il sera nécessaire d'améliorer l'efficacité du système de génération d'harmoniques produites dans les gaz qui semble ici limitée avec la lentille de 7 m de distance focale ; une solution technique existe avec une focale de 4 m. De plus, comme les miroirs en SiC ont montré une réflectivité très réduite à 160 nm (section V.3), qui est pourtant la longueur d'onde optimale théorique, ces derniers devront être remplacés par des miroirs multicouches à 60 nm [27].

Même si la stabilité du faisceau harmonique injecté devrait être considérablement améliorée pour cette prochaine expérience, l'instabilité de pointé causée par la pompe Scroll de la première enceinte ayant été très fortement réduite, la stabilisation du faisceau laser Ti: Sa doit être encore améliorée, à la fois en terme de variation de pointé mais surtout de synchronisation avec le faisceau d'électrons. Si les études ultérieures confirment la dérive constante et rapide du faisceau IR, il est possible, à court terme, d'effectuer une contre-réaction au niveau de la ligne à retard optique, le but ultime étant d'améliorer directement le système électronique de synchronisation. Un travail important de thermalisation à la fois de l'ensemble de l'installation laser mais surtout de la partie mise en forme du laser sur la table optique est nécessaire (ajouter un capotage). Dans cette même optique, il serait souhaitable également de pouvoir commander à distance la ligne à retard optique afin d'éviter des entrées récurrentes dans la salle laser, ce qui entraîne des perturbations notables des conditions de température, d'humidité...qui y règnent, et provoque des vibrations qui ont des effets non négligeables pour ces distances de propagation (environ 35 m jusqu'au spectromètre).

Conclusions et perspectives

Nous avons démontré ici, pour la première fois, la forte amplification à 160 nm d'une source d'harmonique générée dans les gaz par un laser à électrons libres sur le prototype de l'accélérateur SCSS, en n'utilisant qu'une seule section d'onduleur de 4,5 m de long. Dans ce cas, les impulsions du rayonnement fondamental, amplifiées de façon cohérente, présentent une distribution quasi gaussienne et atteignent une intensité de trois ordres de grandeur supérieure à celle obtenue sans injection. En injectant un rayonnement harmonique de seulement 0,4 nJ d'énergie dans une impulsion de 40 fs FWHM, l'énergie atteinte par le LEL est alors estimée environ à 300 nJ, pour une durée d'impulsion de 80 fs FWHM et un taux de répétition de 10 Hz. Cette amplification s'accompagne de la génération d'harmoniques LELs non linéaires, cohérentes, intenses et à courte durée d'impulsion, soit plus particulièrement les 3^{ème} et 5^{ème} harmoniques, respectivement à 54 nm (~300 pJ, ~40 fs FWHM) et 32 nm (~10 pJ, ~40 fs FWHM), alors que l'énergie du faisceau d'électrons n'est ici que de 150 MeV.

En mettant en résonance la deuxième section d'onduleur, le rayonnement LEL en mode injecté présente des effets de saturation ; l'injection a permis de diviser par deux environ la longueur de saturation du LEL. L'adaptation de cette technique d'injection à des installations classiques de LEL laisse présager une réduction importante des longueurs d'onduleur, réduisant ainsi la taille et le coût de ces LELs. De plus, les émissions obtenues montrent une nette stabilisation en longueur d'onde des impulsions mesurées, qui restent cohérentes temporellement, mais dont la durée est légèrement augmentée (~115 fs FWHM).

L'étude de la stabilité du rayonnement LEL en mode injecté est très incomplète et manque de statistique. Aucune réelle corrélation entre les différents paramètres d'amplification du rayonnement injecté, i.e. ceux du faisceau d'électrons et ceux de la génération d'harmoniques, n'est réalisée. Il est donc primordial d'améliorer la stabilité du laser IR de génération, à la fois en termes de pointé, de jitter, et d'amplitude afin de générer des impulsions harmoniques stables qui recouvrent continûment dans l'espace à trois dimensions le faisceau d'électrons au niveau de l'onduleur. Par ailleurs, les recouvrements spectral et transverse, i. e. à la fois en horizontal et en vertical, doivent être optimisés, et la brillance de la source d'électrons augmentée au maximum, afin d'obtenir un gain LEL le plus grand possible. La génération des harmoniques LELs (impaires, mais aussi paires) du fondamental injecté est ainsi maximisée.

Récemment, une source harmonique a été injectée à 32 nm dans un laser X à plasma en phase gazeuse [215]-[216] et a permis de délivrer des impulsions avec une énergie de l'ordre du microjoule et à un taux de répétition de 10 Hz. Cependant, étant donné le faible gain spectral, la durée d'impulsion de ce rayonnement est limitée à plus de 500 fs. De plus, l'émission n'est pas accordable. Ces sources sont donc complémentaires à notre travail, le gain spectral du LEL en mode injecté permettant d'amplifier de façon cohérente le rayonnement harmonique pour générer des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes et à quelques kHz de taux de répétition et sur une grande plage d'accordabilité. En effet, le spectre émis par un LEL injecté par des harmoniques produites dans les gaz peut être complètement accordable en passant d'une harmonique à une autre, en contrôlant le laser de pompe [145], [214], [217], mais aussi en changeant l'entrefer de l'onduleur pour des petites variations et plus radicalement en changeant l'énergie du faisceau d'électrons [218].

Injecter un LEL par des harmoniques d'ordres élevés générées dans les gaz offre une réelle opportunité d'étendre la gamme spectrale des LELs vers les très courtes longueurs d'onde. En effet, de nos jours, certaines installations de génération d'harmoniques produisent des rayonnements jusqu'à la fenêtre de l'eau avec des puissances crêtes notables [142]. Aussi, au vu du faible niveau d'injection requis ici ($<0,5$ nJ) et du fort facteur d'amplification atteint, il est raisonnable d'envisager de réaliser à court terme un LEL, à relativement basse énergie, soit autour de 800 MeV, qui, avec les paramètres de l'onduleur du prototype de l'accélérateur SCSS, permette de générer des rayonnements intenses et totalement cohérents à une longueur d'onde autour du nanomètre. Pour cela, il suffirait d'injecter ce LEL par un rayonnement harmonique à 20 nm (Harmonique 39 du laser Ti : Sa), domaine spectral où les miroirs multicouches sont plus efficaces que dans le VUV [27], en configuration HGHG, triplée dans la seconde section d'onduleur ($H39 \times 3 = H117 = 6$ nm), et associée à la production des harmoniques LELs non linéaires, soit par exemple à la septième ($H117 \times 7 = H819$) à 0,9 nm, qui présenterait alors une énergie par impulsion de plusieurs dizaines de nanojoules.

D'ailleurs, le système de génération permet déjà de générer des harmoniques dans la région du plateau, i.e. sur une plage spectrale allant typiquement de 70 nm à 30 nm, et avec un niveau d'énergie comparable à celui utilisé ici. Aussi, une extension immédiate de ce système, associée à la production des harmoniques non linéaires doit permettre de générer un rayonnement allant de 60 nm (longueur d'onde minimale que ce LEL peut amplifier) à au moins 12 nm. Une prochaine expérience d'injection à 60 nm est donc prévue pour 2008.

L'étude des phénomènes de seeding par des harmoniques produites dans les gaz sur un LEL va se poursuivre également en 2008 sur le LEL de SPARC en Italie [50]-[52], [83], où les harmoniques 3 puis 5 d'un laser Ti: Sa doivent être injectées puis amplifiées dans des configurations HGHG et cascade. De plus, en 2009, l'injection d'un rayonnement harmonique à 30 nm (harmonique du plateau) est prévue sur le LEL de FLASH en Allemagne [46]-[49].

En cas de succès des différentes expériences à SCSS et SPARC, les étapes fondamentales à la production d'un rayonnement intense et cohérent dans le domaine X seraient alors franchies.

Annexes

Annexe 1 : Evaluation de l'énergie du faisceau d'électrons

Deux manières différentes d'évaluer l'énergie du faisceau d'électrons sont présentées ici.

La première évaluation est réalisée au niveau de la seconde chicane de compression, juste avant l'entrée de la première section d'onduleur. La chicane est composée de quatre dipôles électromagnétiques qui courbent la trajectoire du faisceau d'électrons. La Figure VII-48 représente le schéma de la trajectoire approximative du faisceau à l'intérieur de la chicane (en réalité, la trajectoire est incurvée au niveau de chaque dipôle). Soit B_d l'amplitude du champ magnétique d'un dipôle, de longueur L , et qui dévie la trajectoire d'un angle Θ .

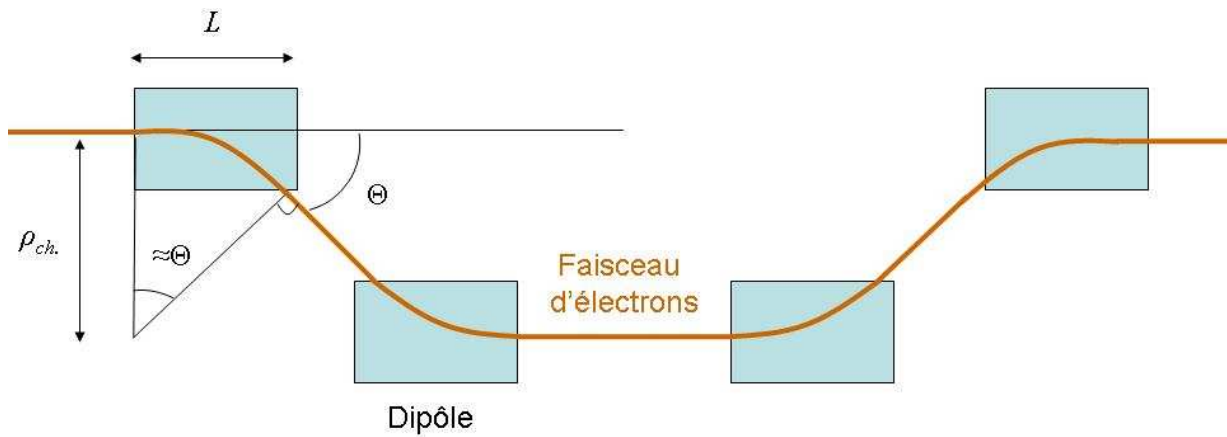


Figure VII-48- Représentation schématique de la trajectoire approximative du faisceau d'électrons à l'intérieur de la chicane. L correspond à la longueur du premier dipôle, $\rho_{ch.}$ au rayon de courbure de la trajectoire du faisceau d'électrons à l'intérieur de ce dipôle, qui dévie la trajectoire initiale du faisceau d'un angle Θ .

Au niveau du premier dipôle, la norme de la force magnétique (F_m) qui s'applique sur un électron est égale à son accélération transverse :

$$(VII-6) \quad F_m = evB_d = \gamma_0 m_e \frac{v^2}{\rho_{ch.}}$$

où v est la vitesse de l'électron ($v \approx c$) et $\rho_{ch.}$ est le rayon de courbure de la trajectoire du faisceau d'électrons à l'intérieur du dipôle :

$$(VII-7) \quad \rho_{ch.} \approx \frac{L}{\sin(\Theta)}$$

L'amplitude du champ magnétique créée par le dipôle est directement reliée au courant appliqué (I) aux deux bobines qui le constituent comme suit :

$$(VII-8) \quad B_d(T) = \frac{7,62 \cdot 10^{-3} I(A)}{L(m)}$$

Finalement, en combinant les trois équations précédentes, l'énergie du faisceau d'électrons (E) peut être facilement exprimée par :

$$(VII-9) \quad E(MeV) = 0,511\gamma_0 \approx 0,511 \frac{7,62 \cdot 10^{-3} eI(A)}{m_e c \sin(\Theta)}$$

L'énergie du faisceau d'électrons est évaluée à $149,3 \text{ MeV} \pm 1,5 \text{ MeV}$, avec Θ qui est évalué à $0,1 \text{ radian}$ près et un courant du dipôle de $6,5 \text{ A} \pm 0,05 \text{ A}$.

Cependant cette valeur d'énergie dépend fortement de l'approximation qui a été faite sur l'expression du rayon de courbure de la trajectoire du faisceau d'électrons à l'intérieur du dipôle (équation (VII-7)) et elle n'est donc qu'une première estimation de la valeur réelle.

L'autre méthode est basée sur l'analyse de longueur d'onde d'émission du rayonnement de l'onduleur observée au niveau du spectromètre. Le spectromètre a été calibré sur la raie 1 d'une lampe à Hélium à $0,033 \text{ nm}$ près. L'énergie du faisceau d'électrons est directement reliée à la longueur d'onde d'émission de l'onduleur (équation (I-1), géométrie plane utilisée à SCSS), mesurée sur le spectromètre, et à la valeur du champ magnétique crête de l'onduleur (équation (I-3), disposition Halbach) qui est appliqué via l'entrefer (équation (IV-1)).

Le Tableau VII-18 donne, pour la première section d'onduleur, les valeurs expérimentales d'entrefer (Tableau IV-3) et les différentes longueurs d'onde d'émission mesurées, donnant ainsi le champ magnétique crête B_0 , puis le paramètre de déflexion de l'onduleur K et finalement l'énergie du faisceau d'électrons (E).

Tableau VII-18- Evaluation de l'énergie du faisceau d'électrons (E) pour différentes sessions expérimentales. g_I est l'entrefer de la première section d'onduleur, $\lambda_{r,I}$ la longueur d'onde d'émission, B_{0I} le champ magnétique crête vertical de l'onduleur et K_I le paramètre de déflexion.

Paramètre	g_I	$\lambda_{r,I}$	B_{0I}	K_I	E
Unité	mm	nm	T	μm	MeV
Valeurs	3,519	161,0	0,983	1,377	153,92
	3,519	159,9	0,983	1,377	154,45
	3,499	160,55	0,987	1,383	154,45
	3,559	161,1	0,974	1,365	153,22
	3,549	160,8	0,975	1,367	153,50

Nous pouvons conclure que l'énergie du faisceau d'électrons est restée relativement stable durant l'ensemble des sessions expérimentales soit $153,8 \text{ MeV} \pm 0,6 \text{ MeV}$, cette valeur étant assez différente de celle donnée par la première technique d'évaluation $149,3 \text{ MeV} \pm 1,5 \text{ MeV}$, qui n'est cependant qu'une estimation rapide.

Annexe 2 : Le détecteur de pression de gaz injecté

Le détecteur de pression est un manomètre capacitif Baratron[®] (MKS 722A). Il permet de convertir la pression mesurée en un voltage continu linéaire au moyen d'un système transducteur de pression. Le signal de sortie est distribué sur une plage de 0 à 12 V et correspond à une pression allant de 0 à 120 mbar (Figure VII-49). La précision de la mesure est d'environ 0,5 %.

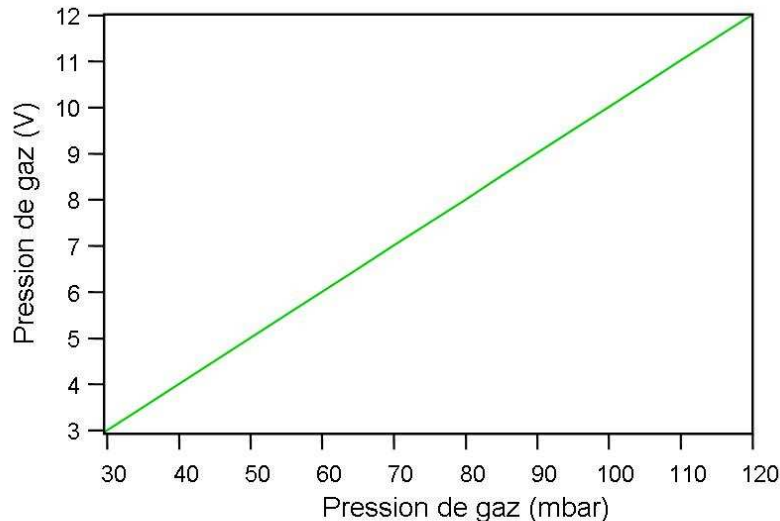


Figure VII-49- Calibration Volt-mbar du système de détection de la pression de gaz.

Comme la pression réelle dans la cellule de gaz ne peut pas être évaluée facilement, la référence de la pression de gaz injectée dans la cellule utilisée ici est la pression lue sur le manomètre et est donc exprimée en Volt (P_g). Cette lecture de pression peut être également reliée à la pression dans la première enceinte (P_{chl}), elle-aussi directement reliée à la pression dans la cellule selon la Figure VII-50.

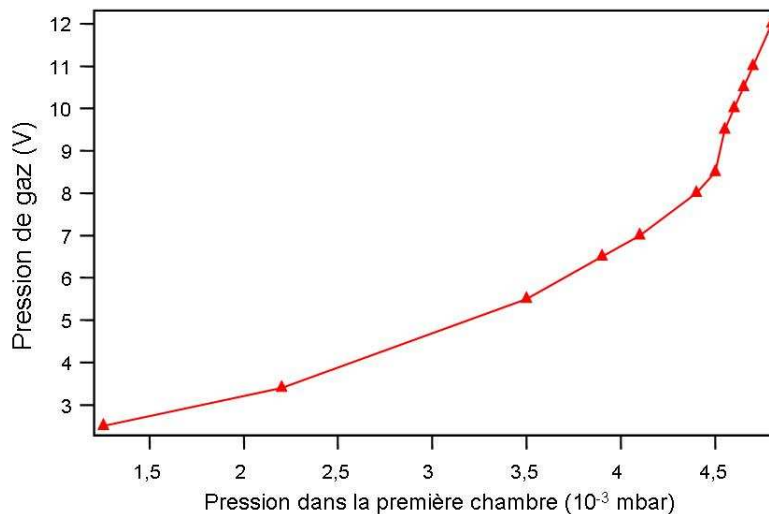


Figure VII-50- Equivalence de pression entre la valeur de pression en Volt lue sur le détecteur de gaz (P_g) et la pression du vide dans la première enceinte en Pascal (P_{chl}).

Annexe 3 : Caractérisation des miroirs en SiC

I. Principales propriétés

Le SiC a été obtenu par la technique CVD (Chemical Vapor Deposition, soit dépôt chimique en phase vapeur). Le Tableau VII-19 présente les principales propriétés des miroirs en SiC fournies par le constructeur (SESO).

Tableau VII-19- Principales propriétés des miroirs en SiC d'après le constructeur. $\lambda=632,8$ nm.

paramètre	Diamètre	Epaisseur	Rugosité	Planéité
unité	mm	mm	rms (nm)	rms (λ)
valeur	53,95	6	0,2	0,1

II. Mesures

Des mesures supplémentaires ont été réalisées [219] afin de vérifier les valeurs de rugosité et de planéité des différents miroirs. En effet, ces deux paramètres sont très importants car quatre miroirs en SiC (deux plans et deux sphériques) ont été utilisés pour propager et focaliser le faisceau harmonique dans l'onduleur, ces derniers pouvant alors modifier le front d'onde de l'émission injectée et donc de la lumière rayonnée.

II.1. Rugosité

Les mesures sont réalisées par un microscope interférométrique (Optosurf scan phase d'EOTECH), dont la résolution est d'environ $0,5 \mu\text{m}$ en latéral et $0,05 \text{ nm}$ en hauteur, en observant les trois zones indiquées ci-dessous (Figure VII-51) :

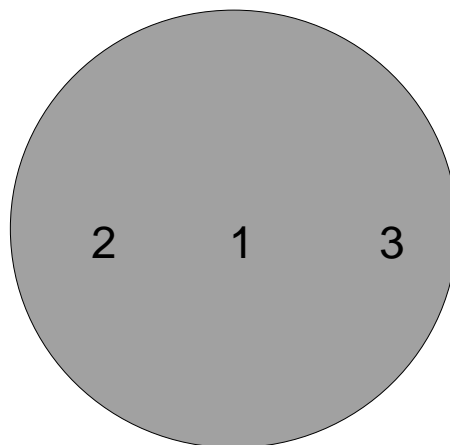


Figure VII-51- Zones d'observation du miroir.

Un filtre médian (3 x 3) est utilisé pour supprimer les vibrations. La valeur de la rugosité est donnée en rms et en « pic à vallée » (PV), pour les miroirs sphériques (MS₁ et MS₂) et pour les miroirs plans (MP₁ et MP₂). Chaque valeur correspond à une moyenne effectuée sur 8 mesures.

II.1.1.Miroirs sphériques

Pour ces mesures, un système de lentille x20 permet d'observer un champ de 320 µm par 240 µm.

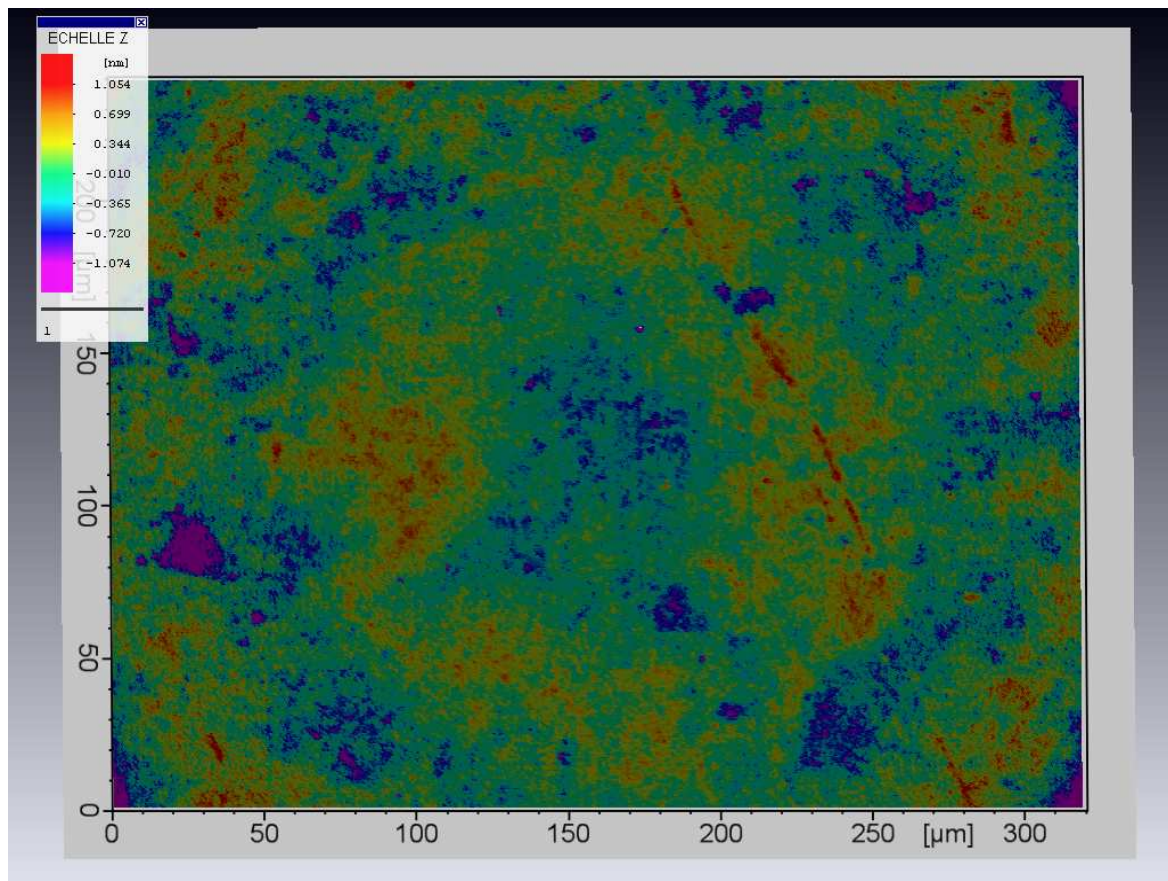


Figure VII-52- Image de la surface d'observation du miroir sphérique MS₁, ici la zone centrale.

Tableau VII-20- Rugosité des différentes zones d'observation pour les miroirs sphériques MS₁ et MS₂ exprimée en rms (écart quadratique moyen) et « Pic à Vallée » (PV).

	rms (nm)	PV (nm)
MS ₁ 1	0,355	20,8
MS ₁ 2	0,351	9,3
MS ₁ 3	0,254	11,9
MS ₂ 1	0,369	22,8
MS ₂ 2	0,381	55,0
MS ₂ 3	0,298	18,7

Plusieurs conclusions sont à tirer de ces mesures. Premièrement, la rugosité est assez homogène sur l'ensemble de la surface des miroirs. Ensuite, les valeurs rms mesurées sont très proches de celles fournies par le constructeur, respectivement 0,32 nm pour MS₁, 0,35 nm pour MS₂ comparé à 0,2 nm.

En pratique, les zones 2 et 3 des miroirs sphériques, i. e. les zones du bord, nous intéressent tout particulièrement car c'est à ce niveau que le faisceau IR résiduel et les harmoniques sont réfléchis, pour des raisons techniques et afin de minimiser les angles d'incidences sur ces miroirs, réduisant ainsi les aberrations géométriques des faisceaux.

II.1.2.Miroirs plans

Pour ces mesures, un système de lentille x10 permet d'observer un champ de 640 µm par 480 µm.

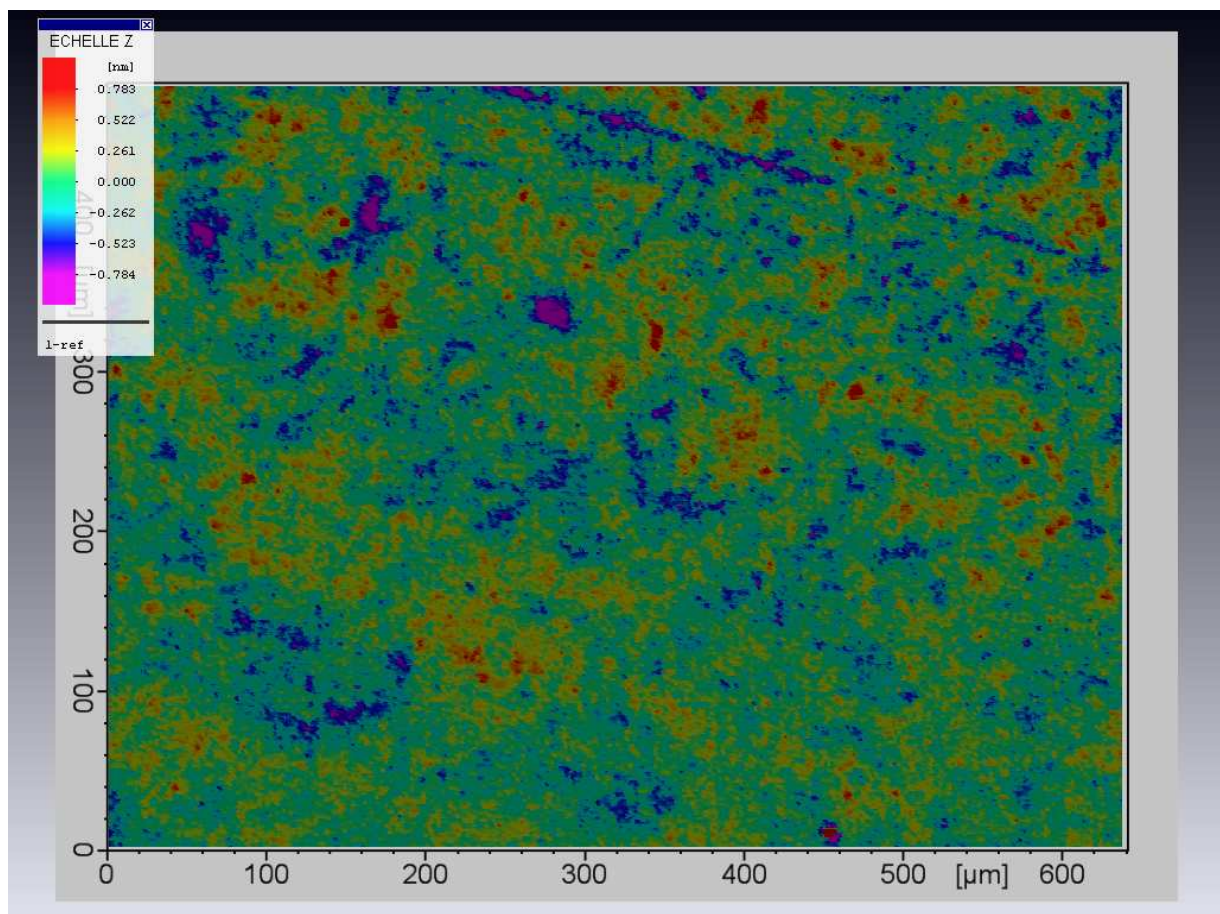


Figure VII-53- Image de la surface d'observation du miroir plan MP₂, ici la zone centrale.

Tableau VII-21- Rugosité des différentes zones d'observation pour les miroirs plans MP₁ et MP₂ exprimée en rms (écart quadratique moyen) et « Pic à Vallée » (PV).

	rms (nm)	PV (nm)
MP ₁ 1	0,306	28,9
MP ₁ 2	0,289	5
MP ₁ 3	0,308	16,5
MP ₂ 1	0,222	21,2
MP ₂ 2	0,232	11,3
MP ₂ 3	0,236	14

La rugosité des miroirs plans est également assez homogène sur l'ensemble de la surface de ces miroirs. De plus, les valeurs rms mesurées sont très proches de celles fournies par le constructeur, respectivement 0,30 nm pour MP₁, 0,23 nm pour MP₂ comparé à 0,2 nm.

La zone exposée au laser IR et aux harmoniques est cette fois-ci la zone centrale. En effet, ces miroirs sont utilisés pour aligner le faisceau optique dans l'onduleur. C'est pourquoi les faisceaux sont placés au centre de chaque miroir pour bénéficier d'un maximum de champ disponible pour compenser les variations importantes d'angle et de position.

II.2.Planéité

Les mesures ont été réalisées avec un microscope interférométrique (scan phase, 1024x1024 pixels, résolution : $\lambda/200$ rms à $\lambda = 632,8$ nm) en observant une zone d'un diamètre de 50 mm.

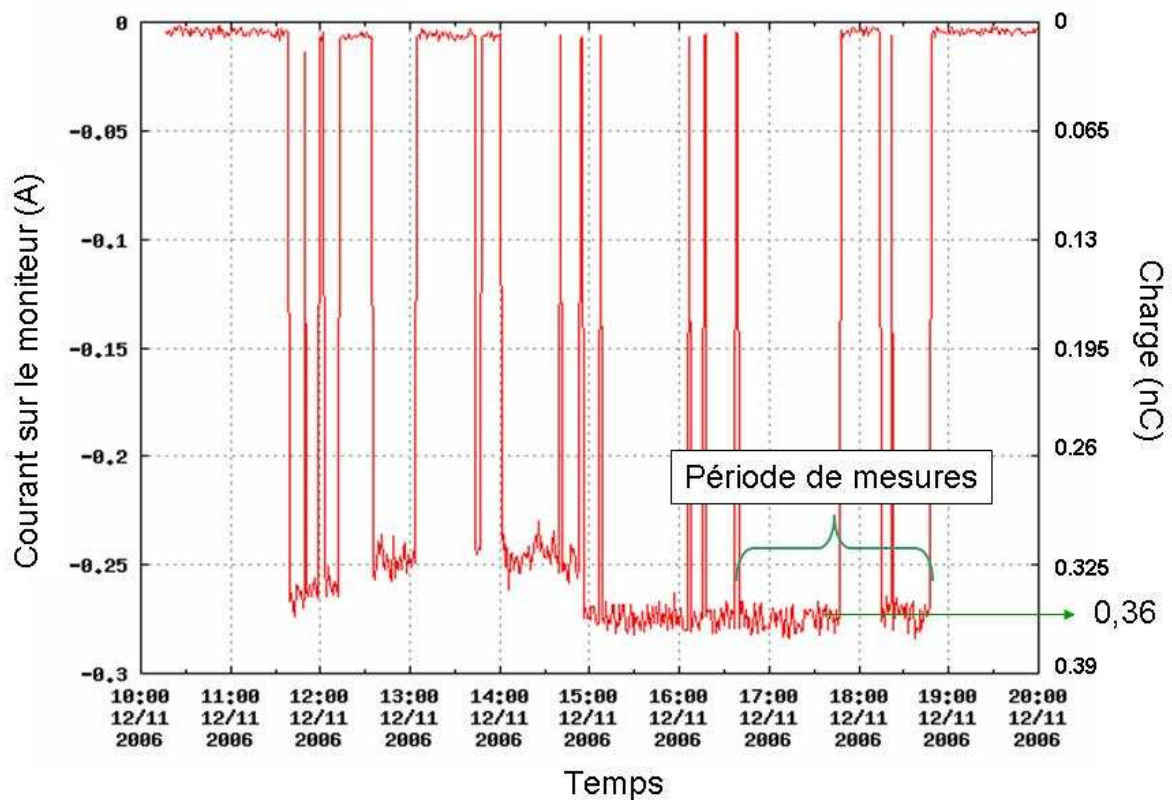
La valeur de planéité des miroirs plans est fournie en unité λ avec $\lambda = 632,8$ nm, en rms et en « pic à vallée ». Ces valeurs rms sont conformes à celles fournies par le constructeur, voire même meilleures : respectivement 0,08 λ et 0,09 λ comparé à 0,1 λ .

Tableau VII-22- Planéité des miroirs plans exprimée en rms (écart quadratique moyen) et « Pic à Vallée » (PV).

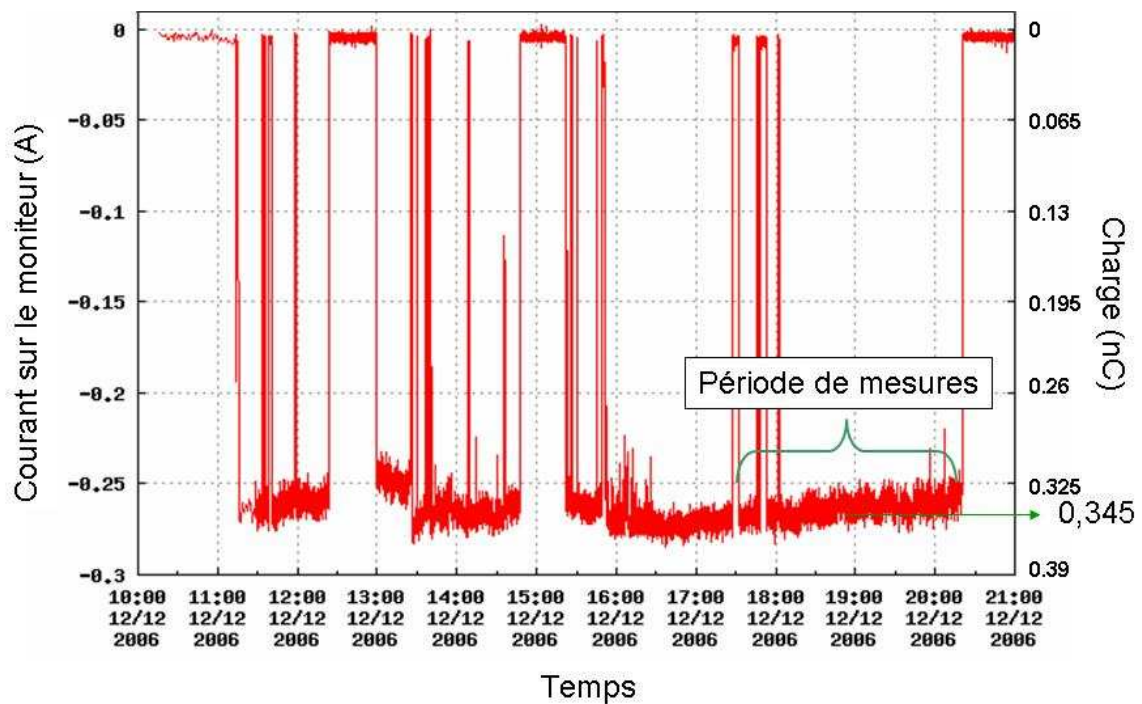
	rms (λ)	PV (λ)
MP ₁	0,08	0,56
MP ₂	0,09	0,62

Annexe 4 : Variations de la charge des paquets d'électrons

La charge des paquets d'électrons est évaluée au moyen de moniteurs de courant (Current Transformer) placés sur le trajet du faisceau d'électrons. Ces moniteurs sont constitués d'une bobine magnétique sensible au flux d'électrons et délivrent alors un courant. La valeur de courant mesurée est finalement exprimée en unité de charge en multipliant par un facteur de calibration relatif au moniteur utilisé. Le moniteur de courant, dont les données sont présentées en Figure VII-54, est placé juste avant l'onduleur. Pour ce moniteur, les valeurs de courant en A doivent être multipliées par le facteur « -1,3 » pour donner une charge en nC.



a)



b)

Figure VII-54- Variations du courant sur les moniteurs de courant CT (Current Transformer) et valeur correspondante de la charge au niveau de la première section d'onduleur. a) données relatives à la première partie des résultats, soit le 11/12/06. b) données relatives à la seconde partie des résultats, soit le 12/12/06.

Table des notations

Notation	Unité	Définition
α_i	degré	Angle d'incidence du rayonnement LEL sur le réseau du spectromètre
b_1, b_2, b_3		Constantes utilisées dans le calcul du facteur de recouvrement
B_0	T	Amplitude crête du champ magnétique d'un onduleur
B_d	T	Amplitude crête du champ magnétique d'un dipôle d'une chicane de compression
B_r	T	Amplitude crête du champ rémanent des aimants
\vec{B}	T	Champ magnétique appliqué au niveau d'une section dispersive
β	m	Fonction bêtatron d'un faisceau d'électrons
β_m	m	Fonction bêtatron moyenne
c	m.s ⁻¹	Vitesse de la lumière
d	m	Distance entre les deux miroirs sphériques du télescope
$D_{lin.}$	traits/mm	Densité linéaire du réseau du spectromètre
$\delta\gamma$	eV	Variation d'énergie que subit un électron qui interagit avec une onde optique
$\Delta l_{gliss.}$	m	Glissement longitudinal de l'impulsion lumineuse par rapport au paquet d'électrons
ΔL	m	Variation longitudinale axiale de la position de la ligne à retard
$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)$		Largeur spectrale relative
Δt	s	Variation temporelle du faisceau laser engendrée par le mouvement la ligne à retard
$\Delta t_{gliss.}$	s	Glissement temporel dû à la différence de vitesse entre le faisceau d'électrons et la lumière laser
Δy	mm	Largeur verticale à mi-hauteur
e	C	Charge élémentaire d'un électron
E	eV	Energie du faisceau d'électrons
E_0	V/m	Amplitude du champ électrique rayonné par une particule
$E_{coupure}$	eV	Energie de coupure d'un spectre de génération d'harmoniques produites dans les gaz
E_C	eV	Energie cinétique d'un électron accéléré par un champ laser
$E_{impulsion}$	J	Energie d'une impulsion optique
$E_{f,spectro}$	%	Efficacité spectrale du spectromètre
$E_{f,géom, réseau}$		Efficacité géométrique du réseau du spectromètre
E_{laser}	V.m ⁻¹	Amplitude du champ électromagnétique externe du laser de pompe
E_{stab}	%	Stabilité en énergie
\vec{E}_e		Champ électrique d'une onde optique rayonné par une particule
ε_N	mm.mrad	Émittance normalisée
ε	mm.mrad	Émittance

Table des notations

f	m	Longueur de focal de la lentille de génération
f_{SM}	m	Longueur de focal d'un miroir sphérique
$FWHM$		Full Width Half Maximum ou largeur à mi-hauteur
F_f		Facteur de recouvrement des faisceaux optiques et d'électrons dans un onduleur
F_g		Facteur de grossissement d'une lentille
$f_{\#}$	m	Nombre de focal (nombre d'ouverture)
Φ	m	Diamètre apparent d'un faisceau laser (en $1/e^2$)
Φ_0		Phase relative d'un électron par rapport à l'onde optique
g	m	Entrefes d'un onduleur
γ		Paramètre de Keldysh
γ_0		Energie normalisée d'un faisceau d'électrons
h		Constante de Planck
H	m	Hauteur des aimants d'un onduleur
i		Indice du numéro de miroir sphérique
I	A	Courant crête d'un dipôle de la 2 ^{ème} chicane
I_c	A	Courant crête du faisceau d'électrons
I_{laser}	W.m ²	Eclairement du laser de pompe
I_p	eV	Potentiel d'ionisation d'un atome
I_{ES}	W	Densité spectrale de puissance émise sur l'axe autour de la longueur d'onde de résonance d'une particule chargée et accélérée
I_{max}	u. a.	Intensité maximale d'un signal
$2j+1$		Ordre harmonique impair
J		Fonction de Bessel
JJ		Différence des fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1
k		Indice d'absorption d'un matériau
K		Paramètre de déflexion d'un onduleur plan
K_{HEL}		Paramètre de déflexion d'un onduleur hélicoïdal
L	m	Longueur d'un dipôle de la 2 ^{ème} chicane
L_0	m	Distance entre le réseau et la caméra du spectromètre
L_i	m	Distance entre la fente incidente et le réseau du spectromètre
L_G	m	Longueur de gain d'un LEL
L_U	m	Longueur d'onduleur
λ	m	Longueur d'onde centrale d'émission
λ_0	m	Période spatiale de l'onduleur
λ_{laser}	m	Longueur d'onde centrale d'émission du laser de pompe
λ_r	m	Longueur d'onde de résonance d'un LEL
m		Ordre de diffraction du réseau du spectromètre
m_e	kg	Masse de l'électron
M^2		Facteur de qualité Gaussien
n		Indice de réfraction d'un matériau
n_H		Numéro d'harmonique par rapport au laser Ti: Sa
N_e		Nombre d'électrons d'un paquet
N_{max}		Numéro maximal d'ordre d'harmonique observable dans un spectre
N_P		Nombre de période spatiale d'un onduleur
$N. M.$		Signifie « Non Mesurable »
ν_{laser}	Hz	Fréquence du laser de pompe

Table des notations

ν_{2j+1}	Hz	Fréquence d'une harmonique d'ordre $2j+1$ du laser de pompe
p		Numéro d'harmonique LEL
P_0	W	Puissance équivalente d'injection en régime SASE ou puissance d'injection en configuration injectée
P_E	W	Puissance crête du faisceau d'électrons
P_F	W	Puissance crête finale de saturation du rayonnement
P_M	W	Puissance moyenne d'un rayonnement laser
P_{ch_1}	Bar	Pression dans l'enceinte de génération
P_{ch_2}	Bar	Pression dans l'enceinte optique
$Pol.$		Polarisation d'un rayonnement laser
q	C	Charge d'un faisceau d'électrons
r_0	m	Rayon classique de l'électron
R	m	Rayon de courbure du réseau du spectromètre
R_c	m	Rayon de courbure d'un miroir sphérique du périscope
R_P		Réflexivité pour la polarisation p
$R_{réseau}$		Réflexivité du matériau du réseau du spectromètre
R_S		Réflexivité pour la polarisation s
ρ	m	Paramètre de Pierce
$\rho_{ch.}$	m	Rayon de courbure de la trajectoire du faisceau d'électrons au niveau de la 2 ^{ème} chicane
s	m	Distance objet
s'	m	Distance image
$S_{caméra}$		Sensibilité de la caméra CCD du spectromètre
σ	m	Taille transverse du faisceau d'électrons (rms)
σ'	m	Divergence angulaire du faisceau d'électrons (rms)
ς	degré	Angle constant entre le rayonnement LEL incident et la caméra CCD du spectromètre
Σ_e	m ²	Section transverse du faisceau d'électrons
Σ_E	m ²	Section transverse du rayonnement électromagnétique
$t_{coh.}$	s	Temps de cohérence d'une impulsion lumineuse
T_{laser}	s	Période optique du laser de pompe
$Taux Rep.$	Hz	Taux de répétition
τ	s	Durée d'impulsion d'une onde optique
τ_e	s	Durée d'impulsion d'un faisceau d'électrons ou longueur de paquet
τ_{laser}	s	Durée d'une impulsion du laser de pompe
θ	degré	Angle d'incidence d'un rayonnement sur un miroir
$\theta_{obs.}$	rad	Angle d'observation du rayonnement dans un onduleur
θ_w	degré	Angle d'ouverture du rayonnement d'un onduleur (rayon en $1/e^2$)
θ_{OTR}	degré	Angle du cône d'émission OTR
Θ	rad	Angle de déviation de la 2 ^{ème} chicane
Θ_c		Flux spectral crête d'une impulsion lumineuse
$u. a.$		Unité arbitraire
U_p	eV	Energie moyenne d'oscillation d'un électron libre dans un champ laser
v	m.s ⁻¹	Vitesse des électrons
\vec{v}_{ex}	m.s ⁻¹	Composante horizontale de la vitesse des électrons suivant la

Table des notations

		direction x
V_c	eV	Potentiel coulombien d'un atome
w_o	m	Waist d'un rayonnement optique
w_o'	m	Waist image d'un rayonnement optique
w_e	Hz	Pulsation d'une onde monochromatique émise par un électron
w_{laser}	Hz	Pulsation du laser de pompe
W	m	Taille transverse d'un faisceau optique
W_e	m	Taille transverse d'un faisceau d'électron ($1/e^2$)
W_E	eV	Travail de la force électromagnétique due au laser de pompe
ξ	photons/ (s.0,1%bw)	Argument des fonctions de Bessel
\bar{E}_c	photons/ (s.mrad ² .mm ² .0,1%bw)	Brillance crête d'une impulsion lumineuse
Z_0	Ohm	Impédance du vide
Z_b	m	Longueur de mise en paquets
Z_R	m	Longueur de Rayleigh
Z_R'	m	Longueur de Rayleigh image
Z_S	m	Longueur de saturation d'un LEL

Références

- [1] J. M. J. Madey. "Stimulated Emission of Bremsstrahlung in a periodic magnetic field". *Jour. Appl. Phys.*, 42: 1906, 1971.
- [2] D. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman et T. I. Smith. "First operation of a free electron laser". *Phys. Rev. Lett.*, 38: 892, 1977.
- [3] F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir et H. C. Pollock. "Radiation from Electrons in a Synchrotron". *Phys. Rev.* 71: 11-829, 1947.
- [4] M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, C. Bazin, M. Bergher, M. Velghe, Y. Petrof et D. G. Deacon. "First operation of a storage ring free electron laser". *Phys. Rev. Lett.*, 51: 1652, 1983.
- [5] S. Sasaki *et al.* "Design of a new type of planar undulator for generating variably polarized radiation". *Nucl. Instrum. Methods A*, 331: 763-767, 1993.
- [6] G. Ingold, I. Ben-Zvi, L. Solomon et M. Woodle. "Fabrication of a high-field short-period superconducting undulator". *Nucl. Instrum. Methods A* 375: 451-455, 1996.
- [7] R. W. Dekorsky *et al.* "An Electromagnetic undulator for the FAR infrared at ELBE". *Proceedings FEL04, on JACOW*: 389-391, 2004.
- [8] T. Tanaka, K. Shirasawa, T. Seike et H. Kitamura. "Development of the short-period undulator for the X-ray FEL project at SPring-8". *Proceedings AIP 2004*, 705: 227-230, 2004.
- [9] P. G. O'Shea et P. Freund. "Free-Electron Lasers: Status and Applications". *Science* 292: 1853, 2001.
- [10] H. Wabnitz *et al.* "Multiple ionization of atom clusters by intense soft X-rays from a free-electron laser". *Nature* 420: 482, 2002.
- [11] C. Pellegrini. "X-ray Free-Electron Laser and ultrafast science at the atomic and molecular scale". *Proceeding EPAC 2006, on JACOW*: 3636, 2006.
- [12] H. N. Chapman *et al.* "Femtosecond diffractive imaging with a soft-X-ray free-electron laser". *Nature Physics* 2: 839, 2006.
- [13] R. Prazeres, P. Guyot-Sionnest, J. M. Ortega, M. Billardon et D. Jaroszinsky. "Production of VUV Coherent Light by harmonic generation with the optical klystron of Super-ACO". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27: 1061, 1991.
- [14] M.-E. Couprie, D. Garzella et M. Billardon. "Operation of the Super-ACO FEL in the UV range at 800 MeV". *Eur. Lett.* 21 (9): 909-914, 1993.
- [15] J. M. Ortega. "Operation of the CLIO infrared laser facility". *Nucl. Instrum. Methods A*, 341: 138, 1994.
- [16] D. Jaroszinsky, R. Prazeres, F. Glotin, O. Marcouillé et J. M. Ortega. "Coherent harmonic production using a two-section undulator FEL". *Nucl. Instrum. Methods A* 375: 456, 1996.
- [17] R. Prazeres, F. Glotin et J. M. Ortega. "New results of the CLIO infrared FEL". *Nucl. Instrum. Methods A*, 528: 83, 2004.
- [18] A. F. G. Van der Meer et P. W. Amersfoort. "The user facility FELIX: present and planned performance". *7th European Workshop on Free Electron Laser*, Frascati, 1995.
- [19] T. Tomimasu, T. Takii, T. Suzuki, E. Nishimura, S. Ogino, A. Nagai et M. Yasumoto. "FEL facilities and application researches at the FELI". *Nucl. Instrum. Methods A*, 407: 494-499, 1998.
- [20] R. L. Swent, E. R. Crosson, H. A. Schwettman et T. I. Smith. "The Stanford Picosecond FEL center: Status Report". *Elsevier Science B. V.* II-129, 1998.

- [21] M. Labat, M. Hosaka, A. Mochihashi, M. Shimada, M. Katoh, G. Lambert, T. Hara, Y. Takashima et M.-E. Couprie. "Coherent Harmonic Generation on UVSOR-II Storage Ring". *Eur. Phys. J. D* 44: 187-200, 2007.
- [22] M. Labat, C. Bruni, G. Lambert, M. Hosaka, M. Shimada, A. Mochihashi, M. Katoh, Y. Takashima, T. Hara et M.-E. Couprie. "Local Heating induced by Coherent Harmonic Generation on electron beam dynamics in storage ring". *European Physical Letters*, 81: 34004, 2008.
- [23] M. Trovo, J. A. Clarke, M.-E. Couprie, G. Dattoli, D. Garzella, A. Gatto, L. Gianessi, S. Gunster, N. Kaiser, M. Marsi, M. W. Poole, D. Ristau et R. P. Walker. "Operation of the European Storage Ring FEL at ELETTRA at 190 nm". *Nucl. Instrum. Methods A*, 483: 157, 2002.
- [24] M. Marsi *et al.* "Operation and performance of free electron laser oscillator down to 190 nm". *Appl. Phys. Lett.* 80: 2852, 2002.
- [25] C. Bruni, D. Garzella, G. Lambert, G. Orlandi, M.-E. Couprie, M. Danailov, G. De Ninno, B. Diviacco, M. Trovô, L. Giannessi, E. Allaria, R. Meucci, D. Fanelli et S. Bielawski. "Stabilization of the Pulsed Regimes on Storage Ring Free Electron Laser: the case of SUPER-ACO and ELETTRA". *Proceedings EPAC 2004, on JACOW*: 381-383, 2004.
- [26] F. Curbis, G. De Ninno et H. P. Freund. "Coherent Harmonic Emission of the Elettra Storage-Ring Free-Electron Laser in Single-Pass Configuration: a Numerical Study for Different Undulator Polarizations". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 170, 2006.
- [27] M. Singh *et al.* "Design of multilayer extreme-ultraviolet mirrors for enhanced reflectivity". *Appl. Opt.* 39: 2189-2197, 2000.
- [28] K. J. Kim, S. Reiche, et Y. Shvydko. "One angstrom FEL oscillator using ERL Beams". *Proceedings FEL 2007, to be published on JACOW*, 2008.
- [29] K. J. Kim et M. Xie. "Self-amplified spontaneous emission fort short wavelength coherent radiation". *Nucl. Instrum. Methods A* 331: 359, 1993.
- [30] R. Bonifacio, L. De Salvo, P. Pierini, N. Piovella, et C. Pellegrini. "Spectrum, temporal structure, and fluctuations in a high-gain free-electron laser starting from noise". *Phys. Rev. Lett.* 73: 70, 1994.
- [31] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller et M. V. Yurkov. "Statistical properties of radiation from VUV and X-ray free electron laser". *Opt. Commun.* 148: 383-403, 1998.
- [32] J. Rossbach. "Recent SASE Free Electron Laser results". *Proceedings EPAC 2000, on JACOW*: 88, 2000.
- [33] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller et M. V. Yurkov. "The Physics of Free Electron Lasers". *Springer-Verlag*, ISBN: 6540662669, 2000.
- [34] S. V. Milton *et al.* "Exponential Gain and Saturation of a Self-Amplified Spontaneous Emission Free-Electron Laser". *Science* 292: 2037-2041, 2001.
- [35] C. Pellegrini. "Design considerations for a SASE X-ray FEL". *Nucl. Instrum. Methods A* 475: 1-12, 2001.
- [36] V. Ayvazyan *et al.* "First operation of a FEL generating GW power radiation at 32 nm wavelength". *Eur. Phys. J. D.* 37: 297-303, 2006.
- [37] R. Ischebeck, M. Tonutti, J. Feldhaus, E. Saldin, E. Schneidmiller, K. Tiedtke, R. Treusch, C. Gerth, P. Schmüser et M.V. Yurkov. "Measurement of the transverse coherence of a VUV Free Electron Laser". *Proceedings EPAC 2004, on JACOW*: 2580, 2004.
- [38] S. Reiche et H.-D. Nuhn. "Transverse coherence properties of the LCLS X-ray beam". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 126, 2006.
- [39] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller et M. V. Yurkov. "Transverse and longitudinal coherence properties of the radiation from X-ray SASE FELs". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*, 206-209, 2006.

- [40] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller et M. V. Yurkov. "Statistical properties of radiation from VUV and X-ray free electron laser". *Opt. Commun.* 148 (6), 383-403, 1998.
- [41] Y. Li, S. Krinsky, J. W. Lewellen, K. J. Kim, V. Sajaev et S. V. Milton. "Characterization of a Chaotic Optical Field Using a High-Gain, Self-Amplified Free-Electron Laser". *Phys. Rev. Lett.* 91: 243602, 2003.
- [42] T. J. Orzechowski, B. R. Anderson, W. M. Fawley, D. Prosnitz, E. T. Scharlemann, S. M. Yarema, A. M. Sessler, D. B. Hopkins, A. C. Paul et J. S. Wurtele. "High gain and high extraction efficiency from a free electron laser amplifier operating in the millimeter wave regime". *Nucl. Instrum. Methods A*, 250: 144, 1986.
- [43] D. A. Kirkpatrick, G. Bekefi, A. C. Dirienzo, H. P. Freund et A. K. Ganguly. "A high power, 600 μm wavelength free electron laser". *Nucl. Instrum. Methods A*, 285: 43, 1989.
- [44] S. Milton *et al.* "First Measured SASE FEL Operation at 530 nm". *American Physical Society*, Long Beach, CA, 2000.
- [45] H. Weise. "The TTF/VUV-FEL (FLASH) as the prototype for the European XFEL project". *Proceedings LINAC 2006, on JACOW*: 486-490, 2006.
- [46] J. Rossbach. "A VUV free electron laser at the TESLA test facility at DESY". *Nucl. Instrum. Methods A*, 375: 269, 1996.
- [47] T. Shintake *et al.* "Status of the Japanese XFEL project and SCSS test accelerator". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 33-36, 2006.
- [48] W. Ackermann *et al.* "Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window". *Nature Photonics* 1: 336-342, 2007.
- [49] http://hasylab.desy.de/news__events/
- [50] A. Renieri. "SPARC project and SPARX proposal". *Nucl. Instrum. Methods A*, 507: 345, 2003.
- [51] O. Tcherbakoff, M. Bougeard, P. Breger, B. Carré, D. Garzella, M. Labat, G. Lambert, H. Merdji, P. Monchicourt, P. Salieres, M.-E. Couprie, A. Doria et L. Giannessi. "Seeding SPARC Facility with Harmonic Generation in Gases: Preliminary Tests of the Harmonic Generation in Gas Chamber". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 142, 2006.
- [52] L. Giannessi *et al.* "Future Seeding Experiments at SPARC". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 95, 2006.
- [53] T. Shintake, T. Tanaka, T. Hara, K. Togawa, T. Inagaki, Y. J. Kim, T. Ishikawa, H. Kitamura, H. Baba, H. Matsumoto, S. Takeda, M. Yoshida et Y. Takasu. "Status of the SPring-8 compact SASE source FEL project". *Nucl. Instrum. Methods A*, 507: 382, 2003.
- [54] T. Shintake, H. Kitamura et T. Ishikawa. "X-ray FEL project at Spring-8 Japan". *Proceedings of the 2003 SRI conference, AIP* 705: 117, 2004.
- [55] J. Rossbach. "Demonstration of gain saturation and controlled variation of pulse length at TESLA test facility FEL". *Nucl. Instrum. Methods A*, 507: 382, 2003.
- [56] E. Saldin, E. Schneidmiller, M. V. Yurkov. "The Potential for Extending the Spectral Range Accessible to the European X-ray Free Electron Laser in the Direction of Longer Wavelengths". *Proceeding FEL 2004 on JACOW*: 147, 2004.
- [57] R. Brinkmann. "The European XFEL project". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 24, 2006.
- [58] P. Emma *et al.* "Initial Commissioning Experience with the LCLS Injector". *Proceedings PAC 2007, on JACOW*: 1302, 2007.
- [59] D. H. Dowell, E. N. Jongewaard, J. R. Lewandowski, Z. Li, C. Limborg-Deprey, J. F. Schmerge, A. E. Vlieks, J. W. Wang et L. Xiao. "Results of the SLAC LCLS Gun High-Power RF Tests". *Proceedings PAC 2007, on JACOW*: 1296, 2007.
- [60] M. J. Schmitt et C. J. Elliott. "Even-harmonic generation in free-electron lasers". *Phys. Rev. A*, 34: 6, 1986.

- [61] R. Bonifacio, L. De Salvo et P. Pierini. "Large harmonic bunching in a high-gain free-electron laser". *Nucl. Instrum. Methods. A* 293: 627, 1990.
- [62] H. P. Freund. "Nonlinear theory of short-wavelength free-electron lasers". *Phys. Rev. E* 52: 55401, 1995.
- [63] S. G. Biedron, Z. Huang, K. -J. Kim, S. V. Milton, G. Dattoli, A. Renieri, W. F. Fawley, H. P. Freund, H. -D. Nuhn et P. L. Ottaviani. "Impact of electron beam quality on nonlinear harmonic generation in high-gain free-electron lasers". *Phys. Rev. Spe. Top.* 5: 030701, 2002.
- [64] A. Tremaine, X. J. Wang, M. Babzien, I. Ben-Zvi, M. Cornacchia, H.-D. Nuhn, R. Malone, A. Murokh, C. Pellegrini, S. Reiche, J. Rosenzweig, et V. Yakimenko. "Experimental Characterization of Nonlinear Harmonic Radiation from a Visible Self-Amplified Spontaneous Emission Free-Electron Laser at Saturation". *Phys. Rev. Lett.* 88: 204801, 2002.
- [65] H. P. Freund, P. G. O'Shea et S. G. Biedron. "Nonlinear Harmonic Generation in Free-Electron Lasers with Helical Wigglers". *Phys. Rev. Lett.* 94: 074802, 2005.
- [66] L. H. Yu et I. Ben-Zvi. "High-gain harmonic generation of soft X-rays with the "fresh bunch" technique". *Nucl. Instrum. Methods. A* 393: 96, 1997.
- [67] S. G. Biedron, S. V. Milton et H. P. Freund. "Modular approach to achieving the next-generation X-ray light source". *Nucl. Instrum. Methods Phys. Sect. A* 475: 401-406, 1999.
- [68] L. H. Yu, M. Babzien, I. Ben-Zvi, L. F. DiMauro, A. Doyuran, W. S. Graves, E. D. Johnson, S. Krinsky, R. Malone, I. Pogorelsky, J. Skaritka, G. Rakowsky, L. Solomon, X. J. Wang, M. Woodle, V. Yakimenko, S. G. Biedron, J. N. Galayda, E. Gluskin, J. Jagger, V. Sajaev et I. Vasserman.. "High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser". *Science* 289: 932, 2000.
- [69] L. H. Yu, M. Babzien, I. Ben-Zvi, L. F. DiMauro, A. Doyuran, W. S. Graves, E. D. Johnson, S. Krinsky, R. Malone, I. Pogorelsky, J. Skaritka, G. Rakowsky, L. Solomon, X. J. Wang, M. Woodle, V. Yakimenko, S. G. Biedron, J. N. Galayda, E. Gluskin, J. Jagger, V. Sajaev et I. Vasserman. "First lasing of a high-gain harmonic generation free-electron laser experiment". *Nucl. Instrum. Methods. A* 445: 301, 2000.
- [70] J. Wu et L. H. Yu. "High Gain Harmonic Generation X-ray Free Electron Laser". *Proceedings PAC 2001, on JACOW*: 2716, 2001.
- [71] L. H. Yu et J. Wu. "Theory of high gain harmonic generation: an analytical estimate". *Nucl. Instrum. Methods. A* 483: 493, 2002.
- [72] L. H. Yu, L. DiMauro, W. S. Graves, E. D. Johnson, R. Heese, S. Krinsky, H. Loos, J. B. Murphy, G. Rakowsky, J. Rose, T. Shaftan, B. Sheehy, J. Skaritka, X. J. Wang et Z. Wu. "First Ultraviolet High-Gain Harmonic Generation Free Electron Laser". *Phys. Rev. Lett.*, 91: 074801, 2003.
- [73] A. Doyuran *et al.* "Experimental study of a high-gain harmonic-generation FEL in the ultraviolet". *Phys. Rev. Spe. Top.* 7: 050701, 2004.
- [74] T. Shaftan et L. H. Yu. "High-gain harmonic generation free-electron laser with variable wavelength". *Phys. Rev. E* 71: 046501-1, 2005.
- [75] J. C. Gallardo et C. Pellegrini. "Optical-klystron configuration for a high-gain X-ray free electron laser". *Nucl. Instrum. Methods. A* 296: 448-450, 1990.
- [76] T. Watanabe *et al.* "Experimental characterization of seeded FEL amplifier at the NSLS SDL". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 18-21, 2006.
- [77] A. Doyuran, W. Graves, R. Heese, E. D. Jonson, S. §Krinsky, H. Loos, J. B. Murphy, G. Rakowsky, J. Rose, T. Shaftan, B. Sheehy, J. Skaritka, X. J. Wang et L. H. Yu. "Observation of SASE and amplified seed of the DUV-FEL at BNL". *Nucl. Instrum. Methods. A* 507: 392-395, 2003.

- [78] L. DiMauro, A. Doyuran, W. Graves, R. Heese, E. D. Johnson, S. §Krinsky, H. Loos, J. B. Murphy, G. Rakowsky, J. Rose, T. Shafan, B. Sheehy, J. Skaritka, X. J. Wang et L. H. Yu. "First SASE and seeded FEL lasing of the NSLS DUV FEL at 266 and 400 nm". *Nucl. Instrum. Methods. A* 507: 15-18, 2003.
- [79] V. N. Litvinienko. "New results and prospects for harmonic generation in storage ring FELs". *Nucl. Instrum. Methods. A* 507: 265, 2003.
- [80] G. Dattoli et P. L. Ottaviani. "Design considerations for X-ray free electron lasers". *J. Appl. Phys.* 86 (10): 5331-5336, 1999.
- [81] L. Giannessi et P. Musumeci. "The free-electron laser harmonic cascade". *New Journal of Physics* 8: 294, 2006.
- [82] D. Garzella, T. Hara, B. Carre, P. Salieres, T. Shintake, H. Kitamura et M.-E. Couprie. "Using VUV high-order harmonics generated in gas as a seed for single pass FEL". *Nucl. Instrum. Methods. A* 528: 502, 2004.
- [83] G. Lambert, B. Carré, M.-E. Couprie, D. Garzella, L. Giannessi, T. Hara, H. Kitamura et T. Shintake. "Seeding High Gain Harmonic Generation with laser harmonics produced in gases". *Proceedings EPAC 2004, on JACOW*: 363-365, 2004.
- [84] G. Lambert, M. Bougeard, W. Boutu, P. Breger, B. Carré, M.-E. Couprie, D. Garzella, H. Merdji, P. Monchicourt, P. Salières, T. Hara, H. Kitamura et T. Shintake. "Seeding the FEL of the SCSS phase 1 facility with the 13th harmonic of a Ti: Sa laser in Xe gas". *Proceedings FEL 2005, on JACOW*: 224-227, 2005.
- [85] G. Lambert, M. Bougeard, W. Boutu, B. Carré, O. Chubar, M.-E. Couprie, D. Garzella, T. Hara, H. Kitamura, M. Labat et T. Shintake. "Seeding the FEL of the SCSS Prototype Accelerator with Harmonics of a Ti: Sa Laser Produced in Gas". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 138-141, 2006.
- [86] G. Lambert, T. Hara, D. Garzella, M. Labat, B. Carré, H. Kitamura, T. Shintake, M. Bougeard, S. Inoue, Y. Tanaka, P. Salières, H. Merdji, O. Chubar, O. Gobert, K. Tahara, et M.-E. Couprie. "Injection of harmonics generated in gas in a free-electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light". *Nature Physics* 889 Vol 4 (N°3), 2008.
- [87] M. Bellini, C. Lynga, A. Tozzi, M. Gaarde, M. B. Delfin, T. W. Hansch, A. L'Huillier et C. -G. Wahlstrom. "Temporal Coherence of Ultrashort High-Order Harmonic Pulses". *Phys. Rev. Lett.* 81: 297, 1998.
- [88] C. Lynga, M. B. Gaarde, C. Delfin, M. Bellini, T. W. Hansch, A. L'Huillier et C. -G. Wahlstrom. "Temporal coherence of high-order harmonics". *Phys. Rev. A* 60 : 4823, 1999.
- [89] P. Salieres et M. Lewenstein. "Generation of ultrashort coherent XUV pulses by harmonic conversion of intense laser pulses in gases: towards attosecond pulses". *Meas. Sci. Technol.* 12 (11): 1818, 2001.
- [90] T. Ditmire, E. T. Grumbell, R. A. Smith, J. W. G. Tisch, D. D. Meyerhofer et M. H. R. Hutchinson. "Spatial Coherence Measurement of Soft X-Ray Radiation Produced by High Order Harmonic Generation". *Phys. Rev. Lett.* 77: 4756, 1996.
- [91] L. LeDéroff, P. Salières, B. Carré, D. Joyeux et D. Phalippou. "Measurement of the degree of spatial coherence of high-order harmonics using a Fresnel-mirror interferometer". *Phys. Rev. A* 61: 043802, 2000.
- [92] R. A. Bartels, A. Paul, H. Green, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, S. Backus, I. P. Christov, Y. Liu, D. Attwood et C. Jacobsen. "Generation of Spatially Coherent Light at Extreme Ultraviolet Wavelengths". *Science* 297: 376, 2002.
- [93] M.-E. Couprie, O. Chubar, M. Desmons, D. Garzella, B. Gilquin, M. Jablonka, A. Loulergue, J. R. Marquès, F. Méot, P. Monot, A. Mosnier, L. Nahon, J. M. Ortega et A. Rousse. "ARC-EN-CIEL: a Proposal for a 4th Generation Light Source in France". *Proceedings EPAC 2004, on JACOW*: 366, 2004.

- [94] J. Feldhaus, E. L. Saldin, J. R. Schneider, E. A. Schneidmiller et M. V. Yurkov. "Possible application of X-ray optical elements for reducing the spectral bandwidth of an X-ray SASE FEL". *Opt. Commun* 140: 341 (1997).
- [95] J. Bahrtdt, B. Faatz, R. Treusch, V. Miltchev et R. Reiniger. "The properties of the FEL output for self seeding". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 150-153, 2006.
- [96] V. Miltchev, J. Rossbach, B. Faatz et R. Treusch. "Simulation studies on the self-seeding option at Flash". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 162-165, 2006.
- [97] M.-E. Couprie, M. Belakhovsky, B. Gilquin, D. Garzella, M. Jablonka, F. Méot, P. Monot, A. Mosnier, L. Nahon et A. Rousse. "A French proposal for an innovative accelerators based coherent UV-X-ray source". *Nucl. Instrum. Methods. A* 528: 557-561, 2004.
- [98] G. Lambert, B. Carré, M.-E. Couprie, M. Desmons, O. Chubar, B. Gilquin, D. Garzella, M. Jablonka, M. Labat, A. Loulergue, J. R. Marquès, J. M. Ortega, F. Méot, P. Monot, A. Mosnier, L. Nahon et A. Rousse. "ARC-EN-CIEL a French proposal for an innovative accelerators based coherent UV-X-ray source". *Proceedings SPIE, The International Society for Optical Engineering*, 5917: 03, 2005.
- [99] C. Bruni, M.-E. Couprie, O. V. Chubar, A. Loulergue, L. Nahon, B. Carré, D. Garzella, M. Jablonka, M. Labat, G. Lambert, F. Meot, P. Monot, A. Mosnier, J.-R. Marquès, J. M. Ortéga et D. Nutarelli. "The ARC-EN-CIEL French 4th Generation Light Source". *Proceedings SRI 2006*.
- [100] M. Abo-Bakr *et al.* "The BESSY FEL project". *Nucl. Instrum. Methods A*, 483: 470, 2002.
- [101] K. Goldammer, M. Abo-Bakr, R. Follath et A. Meseck. "Prospects of the BESSY High-Energy FEL". *Proceedings FEL 2005, on JACOW*: 23, 2005.
- [102] T. Kamps *et al.* "STARS - A Two-Stage High-Gain Harmonic Generation FEL Demonstrator". *Proceedings PAC 2007, on JACOW*: 938, 2007.
- [103] M. W. Poole et B. W. J. Mc Neil. "FEL options for the proposal UK fourth generation light source (4GLS)". *Nucl. Instrum. Methods A*, 507: 489, 2003.
- [104] "The Science case for 4GLS". *Council for the Central Laboratory of the Research Councils (CCLRC)* 2006.
- [105] S. Werin, Å. Andersson, M. Brandin, M. Eriksson, T. N. Hansen, J. Larsson, L. -J. Lindgren et H. Tarawneh. "Design considerations for the coherent radiator, FEL, in the MAX IV proposal". *Proceedings FEL 2004, on JACOW*: 190, 2004.
- [106] S. Werin, M. Brandin, T. Hansen, S. Thorin, M. Abo-Bakr, J. Bahrtdt, K. Goldammer, A. L'Huillier, J. Larsson, A. Persson et C.-G. Wahlstrom. "The Test Facility for Harmonic Generation at the MAX-lab Injector Linac". *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 182, 2006.
- [107] N. Nishimori, R. Hajima, H. Iijima, N. Kikuzawa, E. Minehara, R. Nagai, T. Nishitani et M. Sawamura. "FEL oscillation with a high extraction efficiency at JAEA ERL FEL". *Proceedings FEL06, on JACOW*: 265-272, 2006.
- [108] U. Bizzarri, G. Dattoli, A. de Angelis, A. Marino, A. Renieri, A. Vignati, F. Ciocci, E. Fiorentino et G. P. Gallerano. "The FEL-microtron activity at the C.N.E.N. Frascati Center Progress and perspectives". *Free-electron generators of coherent radiation - Volume 9, Reading, MA, Addison-Wesley Publishing Co.*: 677-696, 1982.
- [109] A. Loulerge et A. Mosnier. "A simple S-Chicane for the final bunch compressor of TTF-FEL". *Proceedings EPAC2000, on JACOW*: 752-754, 2000.
- [110] T. Shintake et le groupe SCSS. "Status of the SCSS test accelerator and XFEL project in Japan". *Proceedings EPAC 2006, on JACOW*: 2741, 2006.
- [111] J. D. Jackson. "Classical Electrodynamics". Wiley, 1962.
- [112] G. Dattoli, L. Giannessi, P. L. Ottaviani et C. Ronsivalle. "Semi-analytical model of self-amplified spontaneous emission free-electron lasers, including diffraction and pulse-propagation effects". *J. Appl. Phys.* 95: 63206, 2004.

- [113]W. B. Colson, G. Dattoli et F. Ciocci. “Angular-gain spectrum of free-electron lasers”. *Phys. Rev. A* 31: 828, 1985.
- [114]F. A. Hopf, P. Meystre, M. O. Scully et W. H. Louisell. “Strong-Signal Theory of a free electron laser”. *Phys. Rev. Lett.* 37: 1342, 1976.
- [115]N. M. Kroll, P. L. Morton et M. N. Rosenbluth. “Variable parameter free electron laser”. *Phys. Quant. Elect.* 7: 89, 1980.
- [116]M. R. Spiegel. “Théorie et applications de la Mécanique Générale”. Mc Graw-Hill, New York, 1983.
- [117]R. Bonifacio, C. Maroli et N. Piovella. “Slippage and superradiance in the high-gain FEL - Linear theory”. *Opt. Commun.* 68: 369-374, 1988.
- [118]Thèse de F. Glotin. “Le Laser à Electrons Libres CLIO et sa structure temporelle”. Université Paris VII, 1994.
- [119]G. Dattoli, P. L. Ottaviani et S. Pagnutti. “Nonlinear harmonic generation in high-gain free-electron lasers”. *J. Appl. Phys.* 97: 113102, 2005.
- [120]G. Dattoli, L. Mezi, P. L. Ottaviani et S. Pagnutti. “Theory of high gain free-electron lasers operating with segmented undulators”. *J. Appl. Phys.* 99: 044907, 2006.
- [121]www.mathsoft.com/
- [122]L. Giannessi. “Harmonic generation and linewidth narrowing in seeded FELs”. *Proceedings FEL 2004, on JACOW*: 37, 2004.
- [123]M. Xie. “Design optimization for an X-ray Free Electron Laser driven by SLAC linac”. *Proceedings PAC 95*, 1: 1183, 1995.
- [124]L. Giannessi. <http://www.perseo.enea.it/>.
- [125]L. Giannessi. “Overview of Perseo, a system for simulating FEL dynamics in Mathcad”. *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 91, 2006.
- [126]S. Reiche. <http://pbpl.physics.ucla.edu/~reiche/>
- [127]S. Reiche. “GENESIS 1.3: a fully 3D time-dependent FEL simulation code”. *Nucl. Instrum. Methods A* 429: 243-248, 1999.
- [128]S. Reiche, P. Musumeci et K. Goldammer. “Recent Upgrade to the Free-Electron-Laser Code GENESIS 1.3”. *Proceedings PAC 2007, on JACOW*: 1269-12712007.
- [129]<http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/SRW>
- [130]O. Chubar et P. Elleaume. “Accurate and efficient computation of synchrotron radiation in the near field region”. *Proceedings EPAC 98, on JACOW*: 117, 1998.
- [131]O. Chubar, P. Elleaume, S. Kuznetsov et A. A. Snigirev. “Physical optics computer code optimized for synchrotron radiation”. *Proceedings SPIE*, 4769: 145, 2002.
- [132]O. Chubar, M.-E. Couprie, M. Labat, G. Lambert et O. Tcherbakoff. “Numerical Propagation Simulations and Coherence Analysis of SASE Wavefronts”. *Proceedings FEL 2007, to be published on JACOW*, 2007.
- [133]O. Chubar, M.-E. Couprie, M. Labat, G. Lambert et F. Polack. “SASE Wavefront Propagation Calculations Using SRW”. *To be published in Nucl. Instrum. Methods A*, 2008.
- [134]<http://www.microsigma.fr/Editeurs/WAVEMETRICS/WAVEMETRICS.html>
- [135]L. Giannessi. “Simulation codes for high brightness electron beam free-electron laser experiments”. *Phys. Rev. Spe. Top.* 6: 114802, 2003.
- [136]W. M. Fawley. “A User Manual for GINGER and its Post-Processor XPLOTGIN”. *Report LBNL-49625*, 2001.
- [137]W. M. Fawley. “An Enhanced GINGER Simulation Code with Harmonic Emission and HDF5 IO Capabilities”. *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 218, 2006.
- [138]H. P. Freund. “Time-dependent simulation of free-electron laser amplifiers and oscillators”. *Phys. Rev. Spe. Top. AB* 8: 110701, 2005.

- [139]H. P. Freund, S. G. Biedron et S. V. Milton. “Nonlinear harmonic generation in free electron. Lasers”. *Quant. Elec.* 36: 275, 2000.
- [140]A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer et C. K. Rhodes. “Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases”. *J. Opt. Soc. Am B* 4: 595, 1987.
- [141]M. Ferray, A. L’Huillier, X. F. Li, L. A. Lompré, G. Mainfray et C. Manus. “Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases”. *J. Phys. B* 21: L31, 1988.
- [142]J. Seres, P. Wobrauschek, Ch. Dtreli, V. S. Yakovle, E. Deres, F. Krausz et Ch. Spielmann. “Generation of coherent keV x-rays with intense femtosecond laser pulses”. *New Journal of Physics* 8: 251, 2006.
- [143]J. Mauritsson *et al.* “Measurement and control of the frequency chirp rate of high-order harmonic pulses”. *Phys. Rev. A* 70: 021801 (R), 2004.
- [144]H. T. Kim, I. J. Fim, K. Hong, D. G. Lee, J. Kimet C. H. Nam. “Chirp analysis of high-order harmonics from atoms driven by intense femtosecond laser pulses”. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 37: 1141-1152 (2004).
- [145]H. Eichmann, A. Egbert, S. Nolte, C. Momma, B. Wellegehausen, W. Becker, S. Long et J. K. McIver. “Polarization-dependent high-order two-colour mixing”. *Phys. Rev. A* 51, R3414, 1995.
- [146]P. B. Corkum. *Phys. Rev. Lett* 73: 1995, 1993.
- [147]K. C. Kulander, K. J. Schafer et J. L. Krause. *Super-Intense Laser-Atom Physics ed.B*, 1993.
- [148]L. V. Keldish. “Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave”. *Sovietic Physic JETP* 20: 1307, 1965.
- [149]P. Salières, A. L’Huillier, Ph. Antoine et M. Lewenstein. “Studies of the spatial and temporal coherence of high order harmonics”. *Adv. At., Mol., Opt. Phys.* 41: 83, 1999.
- [150]J. L. Krause, K. J. Schafer et K. C. Kulander. “High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime”. *Phys. Rev. Lett.* 68: 3535-3538, 1992.
- [151]A. L’Huillier et P. Balcou. “High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps 1053-nm laser”. *Phys. Rev. Lett.* 70: 774-777, 1993.
- [152]M. Lewenstein, P. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L’Huillier et P. B. Corkum. “Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields”. *Phys. Rev. A* 49: 2117-2132, 1994.
- [153]C. Altucci, C. Beneduce, R. Bruzzese, C. De Lisio, G. S. Sorrentino, T. Starczewski et F. Vigilante. “Characterization of pulsed gas sources for intense laser field-atom interaction experiments”. *Jour. Appl. Phys.* 29: 68-75, 1996.
- [154]J. -F. Hergott, M. Kovacev, H. Merdji, C. Hubert, Y. Mairesse, E. Jean, P. Breger, P. Agostini, B. Carré, P. Salières. “Extreme-ultraviolet high-order harmonic pulses in the microjoule range”. *Phys. Rev. A* 66: 021801, 2002.
- [155]E. Takahashi, Y. Nabekawa, T. Otsuka, M. Obara et K. Midorikawa. “Generation of highly coherent submicrojoule soft x-rays by high-order harmonics”. *Phys. Rev. A* 66: 021802, 2002.
- [156]S. Kazamias, F. Weibe, D. Douillet, C. Valentin, T. Planchon, S. Sebban, G. Grillon, F. Augé, D. Hulin et Ph. Balcou. “High order harmonic generation optimization with an apertured laser beam”. *Eur. Phys. J. D.* 21: 353, 2002.
- [157] Y. Tamaki, Y. Nagata, M. Obara et K. Midorikawa. “Phase-matched high-order-harmonic generation in a gas-filled hollow fibre”. *Phys. Rev. A* 59: 054041, 1999.
- [158] D. M. Gaudiosi, B. Reagan, T. Popmintchev, M. Grisham, M. Berrill, O. Cohen, B. Walker, M. M. Murnane, H.C. Kapteyn, et J. J. Rocca. “High-Order Harmonic Generation from Ions in a Capillary Discharge”. *Phys. Rev. Lett.* 96: 203001, 2006.

- [159] R. Zerne, C. Altucci, M. Bellini, M. B. Gaarde, T. W. Hansch, A. L'Huillier, C. Lynga et C. –G. Wahlstroml. “Phase-Locked High-Order Harmonic Sources”. *Phys. Rev. Lett.* 79: 1006, 1997.
- [160] D. Descamps, C. Lynga, J. Norin, A. L'Huillier, C. –G. Wahlstrom, J. –F. Hergott, H. Merdji, P. Salières, M. Bellini et T. W. Hansch. “Extreme ultraviolet interferometry measurements with high-order harmonics”. *Opt. Lett.* 25: 135, 2000.
- [161] P. Salieres, L. LeDéroff, T. Auguste, P. Monot, P. D'Oliveira, D. Campo, J.–F. Hergott, H. Merdji et B. Carré. “Frequency-Domain Interferometry in the XUV with High-Order Harmonics”. *Phys. Rev. Lett.* 83: 5483, 1999.
- [162] J.-F. Hergott, P. Salières, L. Le Derooff, P. Monot, P. D'Oliveira, D. Campo, H. Merdji et B. Carré. “Application of Frequency-Domain Interferometry in the XUV range using High-Order Harmonics”. *J. Opt. Soc. Am. B* 20: 171, 2003.
- [163] C. De Lisio, C. Altucci, R. Bruzzese, F. DE Filippo, S. Solimeno, M. Bellini et P. Foggi. “Harmonic generation in an ionized gas medium with a 100-femtosecond, high repetition rate laser source at intermediate intensities”. *Appl. Phys. B* 64: 323, 1997.
- [164] E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mevel, C. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, et P. Agostini. “Optimizing High Harmonic Generation in Absorbing Gases: Model and Experiment”. *Phys. Rev. Lett.* 82: 81664, 1999.
- [165] K. Midorikawa, Y. Tamaki et J. Itatani. “Generation of high-brightness high-order harmonics”. *Riken Review* 33: 10, 2001.
- [166] E. Takahashi, Y. Nabekawa, T. Otsuka, M. Obara et K. Midorikawa. “Generation of highly coherent submicrojoule soft x-rays by high-order harmonics”. *Phys. Rev. A* 66: 021802, 2002.
- [167] E. Takahashi, Y. Nabekawa et K. Midorikawa. “Generation of microjoule extreme-ultraviolet light using high-order harmonics”. *Riken Review* 49: 14, 2002.
- [168] E. Takahashi, V. Tosa, Y. Nabekawa et K. Midorikawa. “Experimental and theoretical analyses of a correlation between pump-pulse propagation and harmonic yield in along-interaction medium”. *Phys. Rev. A* 68: 023808, 2003
- [169] H. Tanaka, K. Togawa, H. Baba, T. Hara, A. Higashiya, T. Inagaki, H. Maesaka, H. Matsumoto, K. Onoe, Y. Otake, K. Shirasawa, T. Tanaka, T. Tanikawa, M. Yabashi et T. Shintake. “Low émittance injector at SCSS”. *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 769, 2006.
- [170] M. Yabashi, T. Hirono, H. Kimura, H. Ohashi, S. Goto, S. Takahashi, K. Tamasaku et T. Ishikawa. “Photon optics at SCSS”. *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 785, 2006.
- [171] K. Togawa, H. Baba, T. Inagaki, K. Onoe, T. Shintake, T. Tanaka et H. Matsumoto. “Émittance measurement on the CeB₆ electron gun for the SPring-8 Compact Sase Source”. *Proceedings FEL 2004, on JACOW*: 351, 2004.
- [172] K. Togawa, T. Shintake, T. Inagaki, K. Onoe et T. Tanaka. “CeB₆ electron gun for low-émittance injector”. *Phys. Rev. Spe. Top.* 10: 020703, 2007.
- [173] B. Dwersteg, K. Flottmann, J. Sekutowicz et Ch. Stolzenburg. “RF gun design for the TESLA VUV Free Electron Laser”. *Nucl. Instrum. Methods. A* 393: 93, 1997.
- [174] B. C. Yunn. “High brightness injectors based on photocathode DC gun”. *Proceedings PAC 2001, on JACOW*: 2254, 2001.
- [175] G. Suberlocq. “Technological challenges for high brightness photo-injectors”. *Proceedings EPAC04, on JACOW*: 64-68, 2004.
- [176] D. Alesini et al. “Status of the SPARC photoinjector”. *Proceedings LINAC 2006, on JACOW*: 333-335, 2006.
- [177] D. Sertore, P. Michelato, L. Monaco, C. Pagani, F. Stephan et S. Schreiber. “High Quantum efficiency photocathodes for RF guns”. *Proceedings APAC07, on JACOW*: 223-225, 2007.

- [178]F. Stephan *et al.* “Recent experimental results from PITZ”. *Proceedings FEL07, to be published on JACOW*: 2007.
- [179]L. Serafini et M. Ferrario. “Velocity bunching in photo-injectors”. Workshop ICFA, proceedings AIP conference 581: 87-106, 2001.
- [180]S. G. Anderson, P. Musumeci, J. B. Rosenzweig, W. J. Brown, R. J. England, M. Ferrario, J. S. Jacob, M. C. Thompson, G. Travish, A. M. Tremaine et R. Yoder. “Velocity bunching of high-brightness electron beams”. *Phys. Rev. Spe. Top.* 8: 014401, 2005.
- [181]T. Hara, T. Shintake et H. Kitamura. “Electron beam simulations on the SCSS accelerator”. *Proceedings FEL 2004, on JACOW*: 439, 2004.
- [182]T. Hara, H. Kitamura, T. Shintake, H. Tanaka, K. Togawa et T. Tanikawa. “Beam parameters of the SCSS Prototype Accelerator designed by Parmela and comparison with the measured values”. *Proceedings APAC 07, on JACOW*: 169-171, 2007.
- [183]M. Pekeler. “Test results on the 9-cell 1.3 GHz superconductivity RF cavities for the Tesla Test Facility Linac”. *Proceedings PAC 97, on JACOW*: 2917-2919, 1997.
- [184]M. Liepe, P. Barnes, I. Bazarov, S. Belomestnykh, R.L. Geng., J. Knobloch, H. Padamsee et J. Sears. “New possibilities for super-conductivity cavity testing at Cornell University”. *Proceedings PAC 03, on JACOW*: 1323-1325, 2003.
- [185]E. Harms, H. Edwards, T. T. Arkan, H. Carter, C. A. Cooper, M. Foley, T. K. Khabiboulline, D. V. Mitchell, D. O. Olis, A. M. Rowe, N. Solyak et S. Tariq. “Status of 3.9 GHz superconducting RF cavity Technology at Fermilab”. *Proceedings LINAC06, on JACOW*: 695-697, 2006.
- [186]D. Reschke, A. Brinkmann, J. Iversen et W. Singer. “Status of the XFEL Testcavity”. *Proceedings LINAC06, on JACOW*: 302-303, 2006.
- [187]H. Matsumoto, S. Takeda, T. Shintake, H. Baba, T. Inagaki, Y. J. Kim, K. Togawa et H. Kitamura. “The C-Band (5712 MHz) Linac for the SPring-8 Compact Sase Source (SCSS)”. *Proceedings LINAC 2002, on JACOW*: 43-45, 2002.
- [188]T. Inagaki, H. Baba, H. Matsumoto, A. Miura, T. Shintake et K. Shirasawa. “C-band Linac in SCSS Prototype Accelerator of the Japanese XFEL project”. *Proceedings PAC07, on JACOW*: 2766-2768, 2007.
- [189]T. Shintake. “The Choke Mode Cavity”. *Jpn. J. Appl. Phys.* 31: 1567, 1992.
- [190]Communication privée avec P. d’Olivera du CEA Saclay, DSM/DRECAM/SPAM.
- [191]G. P. Agrawal. “Nonlinear Fiber Optics”. *Academic Press 3^{ème} édition*, chapitre 4 et 5, 2001.
- [192]J. Kerr. “On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet”. *Phil. Mag.* 5: 321-343, 1877.
- [193]A. Culoma. “Propagation des faisceaux gaussiens. Transport des faisceaux de puissance”. Ecole d’été systèmes optiques.
- [194]A. E. Siegman. “New developments in Laser Resonators”. *SPIE* 1224, 1990.
- [195]S. Kazamias *et al.* “High order harmonic generation optimization with an apertured laser beam”. *Eur. Phys. J. D.* 21 : 353-359 (2002).
- [196]S. Kazamias. “Optimisation d’une source d’harmoniques d’ordres élevés pour l’optique non-linéaire dans l’extrême UV”. *Thèse de coctorat, Ecole Polytechnique* : 97-105, 2003.
- [197]E. D. Palik. “Handbook of Optical Constants of Solids”. 2^{ème} édition. *Academic Press*, 1991.
- [198]L. H. Yu. “Calculation of the output power in self-amplified spontaneous emission radiation using scaling of power with number of simulation particles”. *Phys. Rev. E* 58: 44991, 1998.
- [199]S. Krinsky, M. L. Perlman et R. E. Watson. *Handbook on Synchrotron Radiation*, E. E. Koch (North-Holland): vol. 1, 1983.
- [200]V. Sajaev *et al.* “Z-dependent spectral measurements of SASE FEL radiation at APS”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Sect. A* 506: 304-315, 2003.
- [201]<http://www-cxro.lbl.gov/>. Center for X-Ray Optics.

- [202] L. Le Déroff, P. Salières et B. Carré. “Beam-quality measurement of a focused high-order harmonic beam”. *Optics Lett.* 23: 19, 1998.
- [203] E. J. Takahashi, H. Hasegawa, Y. Nabekawa et K. Midorikawa. “High-throughput, high-damage-threshold broadband beam splitter for high-order harmonics in the extreme-ultraviolet region”. *Opt. Lett.* 29: 507-509, 2004.
- [204] Discussion avec Laurent Nahon, chercheur à Synchrotron Soleil.
- [205] H. Tanaka. “Beam Parameter List for SCSS Prototype Accelerator”. *Document interne au groupe SCSS*, 4 Octobre 2006.
- [206] V. L. Ginzburg et I. M. Frank. “Radiation from a Uniformly Moving Electron passing from One Medium to Another”. *Journ. of Experimental and Theoretical Physics (JETP)* 16: 15-26, 1946.
- [207] W. B. Colson et P. Elleaume. “Electron dynamics in free electron. laser resonator modes” *Appl. Phys. B* 29 : 101-109, 1982.
- [208] D. Nutarelli, D. Garzella, M.-E. Couprie, M. Billardon. “Dynamic filling factor in the Super-ACO free electron laser”. *Nucl. Instrum. Methods A*, 393: 64, 1997.
- [209] Y. Otake *et al.* “Sub-picosecond trigger system for the SCSS prototype accelerator”. *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 645, 2006.
- [210] G. Andonian, A. Murokh, R. Agutsson, C. Pellegrini, S. Reiche, J. Rosenzweig, G. Travish, M. Babzien, I. Ben-Zvi, J. Y. Huang, V. Litvinienko, V. Yakimenko, M. Ferrario, L. Palumbo, C. Vicario I. Boscolo, S. Cialdi et A. Flacco. “VISA IB: Ultra-high bandwidth, high gain SASE FEL”. *Proceedings FEL 2004, on JACOW*: 325-328, 2004.
- [211] G. Andonian, M. Dunning, A. Murokh, C. Pellegrini, S. Reiche, J. Rosenzweig, M. Babzien, I. Ben-Zvi et V. Yakimenko. “Future FEL studies at the VISA experiment in the SASE and seeded modes”. *Proceedings FEL 2006, on JACOW*: 443, 2006.
- [212] T. Watanabe *et al.* “Experimental characterization of seeded FEL amplifier at the NSLS SDL”. *Proceedings FEL 2005, on JACOW*: 98-101, 2005.
- [213] T. Watanabe *et al.* “An experimental test of superradiance in a single pass seeded FEL”. *Proceedings FEL 2005, on JACOW*: 526-529, 2005.
- [214] J. Mauritsson *et al.* “Measurement and control of the frequency chirp rate of high-order harmonic pulses”. *Phys. Rev. Lett.* 70: 021801(R), 2004.
- [215] P. Zeitoun *et al.* “A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam”. *Nature* 431: 426-429, 2004.
- [216] Y. Wang *et al.* “High-Brightness Injection-Seeded Soft-X-Ray-Laser Amplifier Using a Solid Target”. *Phys. Rev. Lett.* 97 (12): 3901 (4), 2006.
- [217] D. G. Lee *et al.* “Coherent Control of High-Order Harmonics with Chirped Femtosecond Laser Pulses”. *Phys. Rev. Lett.* 87 (24): 3902, 2001.
- [218] T. Shaftan et L. H. Yu. “High-gain harmonic generation free-electron laser with variable wavelength”. *Phys. Rev. E*. 71: 046501, 2005.
- [219] Mesures réalisées au Synchrotron Soleil et plus particulièrement par M. Thomasset du laboratoire de métrologie.

Harmoniques cohérentes du Laser à Electrons Libres générées à partir d'harmoniques produites dans les gaz sur le prototype de l'accélérateur SCSS

Résumé: Aujourd'hui, les Lasers à Electrons Libres (LELs) en simple passage permettent d'étudier la structure de la matière dans le domaine de la femtoseconde. Cependant, le rayonnement produit, l'émission spontanée auto-amplifiée (SASE), bien que hautement brillante, possède une cohérence longitudinale partielle ; les profils temporel et spectral sont composés d'une série de pics, appelés « spikes », et présentent d'importantes fluctuations statistiques. Nous démontrons ici la forte *amplification cohérente* de la 5^{ème} harmonique d'un laser Ti: Sa (800 nm, 10 Hz, 100 fs) générée dans une cellule de gaz, i.e. 160 nm, puis injectée dans un LEL. Ce phénomène spectaculaire s'accompagne de la génération d'Harmoniques Non Linéaires LELs (HNL) intenses et cohérentes à 54 nm et 32 nm. L'expérience a été réalisée sur le prototype de l'accélérateur SCSS (source SASE compacte de SPring-8, Japon). Cette installation est principalement constituée d'un canon à électrons à cathode thermo-ionique, d'un LINAC et d'un onduleur sous vide (2 sections de 4,5 m de long), au niveau duquel la source externe harmonique est superposée transversalement, spectralement et temporellement avec le faisceau d'électrons (150 MeV, 10 Hz, 1 ps). Avec une seule section d'onduleur, le rayonnement à 160 nm en mode injecté atteint une intensité de trois ordres de grandeur supérieure à celle obtenue sans injection, et présente une distribution spectrale quasi-Gaussienne. De plus, la longueur de saturation du LEL est deux fois plus courte. Vu le *faible niveau d'injection requis*, une telle amplification couplée à des schémas HNL permettrait de générer des rayonnements X-mous totalement cohérents jusqu'à la « fenêtre de l'eau ».

Mots Clés : *Laser à Electrons Libres (LEL), Harmonique générée dans les gaz, VUV, Femtoseconde, Laser Ti: Sa, LINAC, Onduleur, Rayonnement Synchrotron.*

Coherent harmonics of a Free Electron Laser obtained by the injection of harmonics produced in gas on the SCSS prototype accelerator.

Abstract: Today, single-pass Free Electron Lasers (FELs) allow the structure of matter to be studied in the femtosecond domain. Yet, even if the produced radiation, the so-called Self Amplified Spontaneous Emission (SASE) is highly bright, the longitudinal coherence is partial; the spectral and temporal profiles are composed of a series of peaks, called “spikes”, and present important statistical fluctuations. We demonstrate here the strong and *coherent amplification* of the 5th harmonic of a Ti: Sa laser (800 nm, 10 Hz, 100 fs) generated in a gas cell, i.e. 160 nm, and seeded in a FEL. This spectacular phenomenon is associated to the generation of intense and coherent Non Linear Harmonics (NLH) at 54 nm and 32 nm. The experiment has been carried out on the SCSS (SPring-8 Compact SASE Source, Japan) Prototype Accelerator. This facility is mainly based on a thermionic cathode electron gun, a LINAC and an in-vacuum undulator (2 sections of 4.5 m length), in which the external harmonic source is overlapped transversally, spectrally and temporally with the electron beam (150 MeV, 10 Hz, 1 ps). With only one undulator section, the 160 nm seeded emission achieves *three orders of magnitude* higher intensity than the unseeded one, and presents a quasi perfect Gaussian shape in the spectral distribution. Moreover, the FEL saturation length is twice smaller. In view of the *low seed level required*, such amplification associated to NLH schemes would allow the generation of fully coherent soft X-ray radiations down to the “water window”.

Keywords: *Free Electron Laser (FEL), Harmonic generated from gas, VUV, Femtosecond, Ti: Sa laser, LINAC, Undulator, Synchrotron Radiation.*